

N O W A K - C A N T Z - E N G B E R T

Die Röhre --- *im UKW-Empfänger*

*Herausgegeben
von Dr.-Ing. Horst Rothe*



F R A N Z I S - V E R L A G M Ü N C H E N

Die Röhre im UKW-Empfänger

Von Dipl.-Ing. Alfred Nowak
Dr. Rudolf Cantz
Dr. Wilhelm Engbert

Mit 74 Bildern und 3 Tafeln



FRANZIS-VERLAG MÜNCHEN

Verlag der G. Franz'schen Buchdruckerei G. Emil Mayer

1952

Sämtliche Rechte – besonders das Übersetzungsrecht – an Text und Abbildungen vorbehalten.

Fotomechanische Vervielfältigung nur mit Genehmigung des Verlages.

Jeder Nachdruck, auch auszugsweise, ist verboten.

Druck der G. Franz'schen Buchdruckerei G. Emil Mayer, München 2, Luisenstraße 17.

VORWORT

Die Errichtung des deutschen Sendernetzes für frequenzmodulierten UKW-Rundfunk hat ein erhebliches Interesse an den vielen Problemen zur Folge, die mit dem Empfang dieser Sendungen zusammenhängen. In den Aufsätzen dieses Heftes werden drei dieser Probleme behandelt. Der erste von A. Nowak betrifft den Modulationsumformer, und der dritte von W. Engbert die Verbesserung des Störverhältnisses beim FM-Empfang. Beides sind hochaktuelle Probleme, wobei vor allem auf dem Gebiete der Modulationsumformung und des Demodulators bis zur technisch völlig befriedigenden Lösung noch intensive Arbeit zu leisten ist. Der zweite Aufsatz von R. Cantz befaßt sich mit dem Pendelempfang frequenzmodulierter Sendungen. Wenn auch die Bedeutung und praktische Anwendung des Pendlers zurückgegangen sind, so stellt dieses Verfahren doch ein interessantes Prinzip dar, das vor allem in Spezialfällen immer wieder in Betracht gezogen werden muß.

Alle drei Autoren sind in den Entwicklungs-Laboratorien der Telefunken GmbH mit der Bearbeitung dieser Spezialfragen beschäftigt, so daß ihre Beiträge aus den umfangreichen theoretischen Kenntnissen und praktischen Erfahrungen hervorgegangen sind, die sie bei dieser Tätigkeit erwerben konnten.

November 1951.

H. Rothe

INHALT

| | Seite |
|---|------------|
| FM-Demodulatoren | |
| Von Dipl.-Ing. Alfred Nowak | 5 |
| Der Pendelempfang | |
| Von Dr. Rudolf Cantz | 69 |
| Die Rauschmodulation des FM-Empfängers | |
| Von Dr. Wilhelm Eugbert | 110 |

FM-Demodulatoren

Von Alfred Nowak

Übersicht:

Nach einem allgemeinen Überblick über die Möglichkeiten, frequenzmodulierte Schwingungen zu demodulieren, werden einige für die Praxis des Empfängerbaues besonders wichtige Ausführungsformen genauer besprochen. Dabei wird, als einfachster FM-Demodulator, zunächst der Flankengleichrichter untersucht. Die Grenzen des physikalisch Möglichen sind hier verhältnismäßig eng gezogen. Man ist deshalb gezwungen, einen Kompromiß zwischen Verzerrungsfreiheit und Störabstand einzugehen.

Als Beispiel eines hochwertigen FM-Demodulators wird dann der Rieggerkreis eingehend besprochen. Seine Kennlinien werden in normierter Form dargestellt, der Einfluß der Kreisdämpfungen, der Kopplung und des Übersetzungsverhältnisses wird diskutiert. Es ergeben sich dabei Richtlinien für die günstigste Dimensionierung. Diese Erkenntnisse lassen sich z. T. auf verschiedene andere FM-Demodulatoren übertragen.

Nach einer kurzen allgemeinen Darstellung der Störverhältnisse bei FM-Demodulatoren wird auf die Möglichkeit hingewiesen, die letzte Zf-Röhre so zu schalten, daß — ohne wesentlichen Verstärkungsverlust — bei genügend großen Eingangsspannungen eine zusätzliche Begrenzerwirkung eintritt. Dimensionsierungsangaben für die Röhren EF 14 und EBF 15 werden gemacht.

Es wird ferner die Wirkungsweise des Verhältnissgleichrichters (ratio-detector) besprochen. Dabei werden Richtlinien für die Dimensionierung gegeben, die eine gute AM-Unterdrückung sicherstellen. Wichtig ist vor allem die richtige Anpassung des Dämpfungswiderstandes der Gleichrichterstrecken an den Primärkreis, das Einfügen eines unüberbrückten ohmschen Widerstandes in den Hf-Kreis der Gleichrichterstrecken und die richtige Aufteilung der Ableitwiderstände.

Schließlich wird noch das Prinzip der multiplikativen FM-Demodulation mit und ohne Strombegrenzung und des mitgezogenen Oszillators erläutert.

1. Einleitung

Bei AM ist der Nachrichteninhalt in Amplitudenschwankungen der empfangenen Hochfrequenz enthalten. Man kann deshalb die ursprüngliche Sendermodulation im Empfänger durch Verwendung eines Gleichrichters rückbilden, der auf Amplitudenschwankungen reagiert. Falls ein solcher Gleichrichter verzerrungsfrei arbeitet, ist die von ihm abgegebene Nf-Spannung dem Produkt aus der zugeführten Trägerspannung und dem Modulationsgrad des Senders proportional.

Bei FM-Betrieb bleibt jedoch die Empfangsspannung — unabhängig vom Modulationsgrad — stets konstant, der Nachrichteninhalt wird hier durch Frequenzschwankungen der Senderwelle übertragen. Falls der Empfänger genügend breitbandig ausgelegt und auf die Mitte seines Durchlaßbereichs abgestimmt ist, treten in der vom Hoch- und Zwischenfrequenzverstärker abgegebenen Wechsellspannung praktisch keine Amplitudenschwankungen auf. Ein von dieser Ausgangsspannung gespeister Gleichrichter in der bei AM-Empfang üblichen Schaltung wird deshalb zwar eine Gleichspannung erzeugen, deren Größe sich mit der Feldstärke des empfangenen Senders ändert, er wird auch Empfangsstörungen hörbar machen, er wird jedoch nicht den durch Frequenzänderungen des Senders übertragenen Nachrichteninhalt in Nf-Spannungen umsetzen können. Einem solchen Gleichrichter kann man deshalb in einem FM-Empfänger nur gewisse Hilfsspannungen entnehmen, z. B. eine Gleichspannung für einen automatischen Schwundausgleich oder auch eine Nf-Spannung für eine AM-Gegenmodulation zur Störunterdrückung. Will man dagegen die FM-Modulation des Senders hörbar machen, so muß man eine Stufe vorsehen, die aus Frequenzschwankungen eine sich entsprechend ändernde Gleichspannung ableitet. Röhren oder andere Amplituden-Gleichrichter können allein diese Aufgabe nicht erfüllen, da sie weitgehend frequenzunabhängig arbeiten.

Frequenzabhängige Widerstände — wie z. B. Abstimmkreise — können zwar leicht so dimensioniert und geschaltet werden, daß die an ihnen liegende Hf-Spannung sich bei Frequenzschwankungen der Empfangswelle nach Größe und Phase verändert, sie können von sich aus jedoch eine Hochfrequenzschwingung wieder nicht gleichrichten.

Es liegt deshalb der Gedanke nahe, frequenzabhängige Widerstände mit Röhren oder Gleichrichtern so zu kombinieren, daß sich die Eigenschaften dieser Schaltelemente ergänzen und daß durch ihr Zusammenwirken eine FM-Demodulation entsteht.

Die heute in Rundfunkempfängern verwendeten Demodulatoren beruhen alle auf einem solchen Zusammenwirken zwischen Kreis und Röhre. Der aus Abstimmkreisen bestehende Teil wird dabei in anschaulicher Weise oft als „Modulationswandler“ bezeichnet.

Einleitung

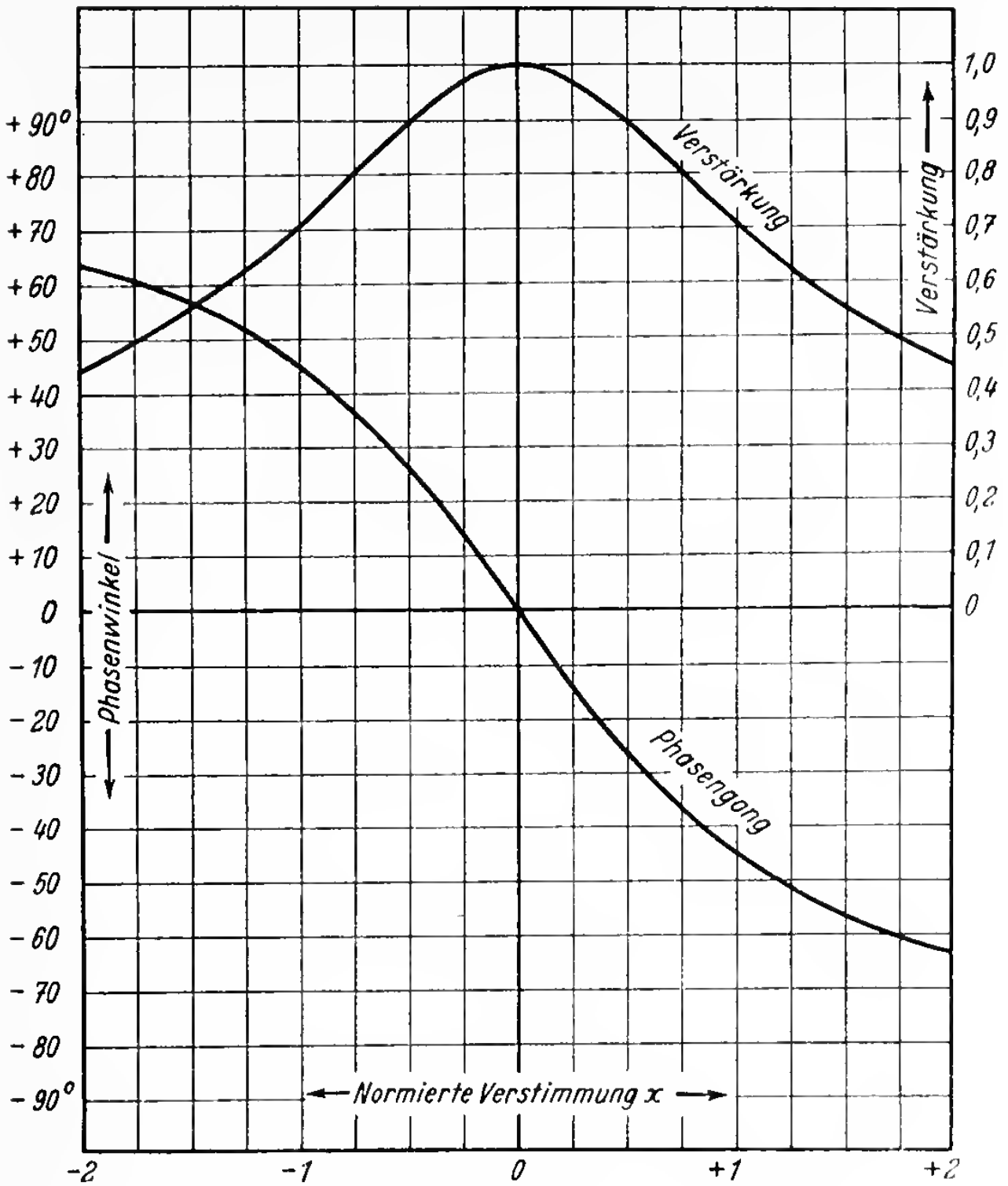


Bild 1. Verstärkung und Phasengang eines Einzelkreises in normierter Darstellung

Wie Bild 1 darstellt, drückt sich die Frequenzabhängigkeit eines Abstimmkreises einmal in seinem Amplituden-, zum anderen in seinem Phasengang aus. Demgemäß gibt es auch im Prinzip zwei Möglichkeiten, FM-Demodulatoren aufzubauen:

- a) Man benützt den Amplitudengang von Abstimmkreisen, um durch Frequenzschwankungen der Empfangswelle Schwankungen der Größe der am Abstimmkreis stehenden Hf-Spannung hervorzurufen. Diese Spannungsschwankungen entsprechen einer Amplitudenmodulation. Man kann sie in üblicher Weise gleichrichten und erhält so die gewünschte Niederfrequenzspannung. Der Zusammenhang zwischen der ursprünglichen Frequenzmodulation und der von ihr abgeleiteten Amplitudenmodulation muß mit Rücksicht auf eine verzerrungsfreie Wiedergabe möglichst linear bleiben. Die Kuppe der Resonanzkurve ist für einen solchen Betrieb also nicht geeignet. Man wird deshalb bei dieser Art der FM-Demodulation stets eine Flanke der Resonanzkurve verwenden müssen („Flankengleichrichtung“). Der günstigste Arbeitspunkt ist der Wendepunkt. Aber auch um den Wendepunkt ist der angenähert lineare Bereich einer Resonanzkurve verhältnismäßig klein, und die Verwendungsmöglichkeit eines solchen FM-Demodulators wird dadurch stark eingengt. Bessere Ergebnisse erhält man durch Gegentaktschaltung zweier Flankengleichrichter (Wache-Schaltung).
- b) Man benützt die Abhängigkeit der Phasenlage von der zugeführten Frequenz, um ein Ansprechen des Demodulators auf Frequenzschwankungen zu erreichen. Wie Bild 1 zeigt, ist der Phasengang eines Abstimmkreises um die Resonanzfrequenz am steilsten und weitgehend linear. Man wird den Arbeitspunkt hier also stets in die Kuppe der Resonanzkurve legen. Änderungen der Amplitude der übertragenen Hf-Spannung treten bei Frequenzschwankungen der Empfangswelle hier nur in geringem Maße auf. Die Änderung der Phasenlage wird dagegen voll wirksam.

Nun ist der Begriff „Phasenlage“ stets relativ. Er gibt an, wie weit der zeitliche Verlauf zweier Wechselspannungen gegeneinander verschoben ist. Will man einen eindeutigen Zusammenhang zwischen der zugeführten Frequenz und der Phasenlage an einem Abstimmkreis erhalten, so muß man die Spannung an diesem Abstimmkreis mit der Empfangsspannung an einem anderen Punkt des vorgeschalteten Hf- oder Zf-Verstärkers vergleichen.

Besonders gut geeignet für einen solchen Phasenvergleich ist die Primär- und Sekundärspannung eines Resonanz-Transformators. Die

Phasenverschiebung zwischen Primär- und Sekundärspannung hängt hier von der Abstimmung des Sekundärkreises ab. Liegt die Eigenfrequenz des Sekundärkreises weit über der Frequenz der primär zugeführten Wechselspannung (wie z. B. bei Starkstromtransformatoren), so ist die Sekundär- gegen die Primärspannung praktisch um 180° verschoben¹⁾. Fällt dagegen die Eigenfrequenz der Sekundärseite mit der Frequenz der zugeführten Wechselspannung zusammen, so beträgt die Phasenverschiebung 90° . Wird die zugeführte Frequenz höher als die Eigenfrequenz des Sekundärkreises, so wird die Phasenverschiebung kleiner als 90° und verschwindet schließlich bei genügend großer Verstimmung vollständig. Es ist dabei zunächst gleichgültig, ob die Primärseite des Transformators abgestimmt ist oder nicht. In der Praxis des Empfängerbaues wird man jedoch in der Regel außer der Sekundär- auch die Primärseite abstimmen, um genügend hochohmig zu werden und dadurch eine möglichst große Verstärkung sicherzustellen.

Die Abhängigkeit der Phasenverschiebung zwischen Primär- und Sekundärspannung kann man z. B. wieder dazu benutzen, um eine amplitudenmodulierte Empfangsspannung zu erhalten, wobei bemerkt sei, daß diese Spannung nach wie vor auch noch frequenzmoduliert ist.

Man schaltet dazu die beiden Spannungen in Serie und erhält so eine Summenspannung, deren Größe sich in Abhängigkeit von der zugeführten Frequenz ändert, auch wenn die Durchlaßbreite des ganzen Empfängers groß gegen den Frequenzhub ist, so daß beide Einzelspannungen ihre Amplituden nicht verändern. Aus diesen Schwankungen der Summenspannung kann man durch einen Amplitudengleichrichter entsprechende Niederfrequenzspannungen ableiten. Schaltet man dabei zwei Gleichrichterstrecken in Gegentakt, so erhält man auch ohne vorgeschalteten Begrenzer eine merkliche Unterdrückung aller amplitudenmodulierten Empfangsstörungen. Die älteste und bekannteste dieser Anordnungen ist der Rieggerkreis, in der anglo-amerikanischen Literatur auch „balanced discriminator“ genannt. Eine Abart dieses Gleichrichters ist der sogenannte Verhältnisleichrichter oder „ratio-detector“, welcher als FM-Demodulator auch noch eine zusätzliche Begrenzerwirkung hat.

Im Gegensatz zu dieser „additiven“ FM-Demodulation kann man die Primär- und die Sekundärspannung eines Modulationswandlers auch multiplikativ zusammensetzen und erhält dann unmittelbar — ohne einen weiteren zwischengeschalteten Amplitudengleichrichter — Niederfrequenzspannungen. Legt man den Arbeitspunkt solcher multiplikativer

¹⁾ Diese Festlegung hängt vom Wicklungssinn der beiden Spulen ab. Bei umgekehrtem Wicklungssinn sind die Phasenlagen 0 und 180° miteinander zu vertauschen. Im Nachstehenden sind auch stets alle angegebenen Phasenlagen um 90° zu spiegeln, wenn man die Polung gegenüber der Annahme des Verfassers zu ändern wünscht.

FM-Demodulatoren so, daß die verwendete Röhre durch die zugeführten Zf-Spannungen übersteuert wird, so tritt auch hier eine zusätzliche Begrenzerwirkung auf.

Amplitudenbegrenzung kann man bei einem FM-Demodulator auch dann erreichen, wenn man ihn mit einem mitgezogenen Oszillator kombiniert. Es sind sowohl additive, als auch multiplikative Demodulatoren in dieser Kombination bekannt. Ihre Begrenzerwirkung beruht darauf, daß die Empfangswelle im wesentlichen nur zur Frequenzsteuerung eines im Empfänger eingebauten Oszillators verwendet wird. Die FM-Demodulation wird dagegen hauptsächlich aus der Schwingspannung des lokalen Oszillators abgeleitet. Eine Amplitudenstörung der Empfangswelle kann sich deshalb nur in stark verringertem Umfang bemerkbar machen.

2. Flankengleichrichter

Für Empfänger der unteren und vielleicht auch der mittleren Preisklassen bedeutet ein hochwertiger FM-Gleichrichter meist einen untragbar großen Aufwand. Man wird hier deshalb oft den zwar schlechteren, aber in seinem Aufbau einfacheren Flankengleichrichter verwenden müssen.

Im einfachsten Fall genügt für diese Art der Modulationsumwandlung ein Einzelkreis. Man kann für FM-UKW-Empfang z. B. ein schwach rückgekoppeltes Audion verwenden. Die Entdämpfung des Abstimmkreises darf nicht zu weit getrieben werden, da sonst die Resonanzkurve zu schmal wird und bei großen Frequenzhuben Verzerrungen auftreten. Die Empfindlichkeit eines solchen Empfängers ist deshalb verhältnismäßig klein, er wird nur bei Antennenspannungen von etwa 5 Millivolt aufwärts gute Ergebnisse liefern. So große Empfangsspannungen stehen jedoch meist nur im Umkreis von wenigen Kilometern um den Sender zur Verfügung, und die Verhältnisse werden dann besonders schwierig, wenn keine Freiantenne verwendet werden soll.

Man wird deshalb jedes einigermaßen leistungsfähige Gerät mit Flankengleichrichter als Überlagerungsempfänger mit einer genügend großen Zf-Verstärkung aufbauen müssen. Die Modulationsumwandlung kann dann an der Resonanzkurve des ganzen Empfängers vorgenommen werden. Der Vorgang ist dabei so, daß durch die Flankenabstimmung bereits in der ersten Zf-Stufe eine gewisse Amplitudenmodulation auftritt. Eine so hervorgerufene Amplitudenmodulation bleibt in den nachgeschalteten Zf-Stufen erhalten und wird durch die dort vorhandene Selektion noch weiter vergrößert. Dem Gleichrichter wird auf diese Weise schließlich eine Zf-Spannung zugeführt, welche in stark ampli-

tudenmoduliert ist, wie dies dem Frequenzhub der Empfangsspannung und dem Verlauf der Gesamt-Resonanzkurve des Empfängers entspricht. Bei dieser Annahme wird allerdings vorausgesetzt, daß keine Verstärkerstufe übersteuert wird, daß also der ganze Empfänger bis zum Zf-Gleichrichter als ein linearer Vierpol angesehen werden kann.

Bei der Dimensionierung eines solchen Empfängers tritt zunächst die Frage auf, mit welchem Verlauf der Resonanzkurve sich die besten Er-

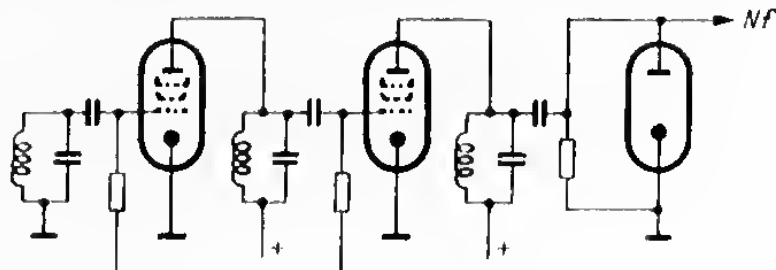


Bild 2.

gebnisse erzielen lassen. Offensichtlich wird man mit einer möglichst steilen Flanke bei einem gegebenen Frequenzhub den höchsten Grad von Amplitudenmodulation und damit auch die größte Verstärkung erzielen können. Auch der Stör- und Rauschabstand des Empfängers wird um so besser, je steiler die Flanke verläuft. Dagegen wird man mit Rücksicht auf eine verzerrungsfreie Wiedergabe einen möglichst linearen Flankenverlauf fordern müssen. Beide Forderungen widersprechen einander und es soll deshalb im nachstehenden geklärt werden, welche Kompromisse man bei der Dimensionierung eines Flankengleichrichters eingehen muß.

Die normierte Resonanzkurve von in Kaskade geschalteten Kreisen

Es läßt sich nachweisen, daß eine Anordnung Einzelkreis—Röhre—Einzelkreis, wie sie in Bild 2 dargestellt ist, für FM-Demodulation die günstigsten Ergebnisse liefert. Es soll deshalb hier von anderen Verstärkeraufbauten (z. B. mit mehrkreisigen Bandfiltern) abgesehen und nur das Verhalten von Einzelkreisen in Kaskadenschaltung besprochen werden.

Nimmt man an, daß alle Abstimmkreise in einem Aufbau nach Bild 2 die gleiche Dämpfung und die gleiche Eigenfrequenz besitzen, so folgt die gesamte Resonanzkurve der Beziehung:

$$Z = \frac{1}{\sqrt{(1+x^2)^n}} \quad (1)$$

Darin bedeuten:

Z eine Größe, welche den Verlauf der Resonanzkurve kennzeichnet,

$x = \frac{y}{d}$ die normierte Verstimmung,

$$y = \frac{\omega}{\omega_r} - \frac{\omega_r}{\omega},$$

$$\omega = 2\pi f$$

f . . . Frequenz der angelegten Spannung,

$$\omega_r = 2\pi f_r$$

f_r . . Resonanzfrequenz der Abstimmkreise,

d die Dämpfung eines Einzelkreises,

n die Anzahl der verwendeten Abstimmkreise.

In der Nähe der Resonanzfrequenz gilt mit guter Annäherung:

$$y = \frac{2\Delta f}{f_r} \quad (2)$$

$$\Delta f = f - f_r$$

In Bild 3 ist die Auswertung der Formel (1) in Form von normierten Resonanzkurven für einen Einzelkreis, für zwei und für drei in Kaskade geschaltete Kreise dargestellt.

Für eine Resonanzfrequenz von 10 MHz und eine zugeführte Frequenz von 10,1 MHz gilt nach (2):

$$y = \frac{2(10,1 - 10)}{10} = 0,02$$

Beträgt die Kreisdämpfung 1 % (entsprechend einer Güte von 100), so ergibt sich:

$$x = \frac{y}{d} = \frac{0,02}{0,01} = 2.$$

Bei einer solchen Verstimmung fällt nach Bild 3 an einem Einzelkreis die Spannung also auf das 0,447fache der Resonanzspannung ab, an zwei in Kaskade geschalteten Kreisen auf das 0,2fache und bei drei Kreisen auf das 0,089fache.

Beträgt die Kreisdämpfung dagegen 2%, so sind die zugehörigen Werte 0,707, 0,5 und 0,354.

Man kann aus Bild 3 also den Verlauf von Resonanzkurven für beliebige Kreisdämpfungen, Resonanzfrequenzen und Verstimmungen entnehmen, wenn man jeweils das zugehörige y und x ermittelt. Für die Klärung von grundsätzlichen Zusammenhängen ist jedoch die normierte Darstellungsart übersichtlicher, von ihr soll deshalb im nachstehenden weitgehend Gebrauch gemacht werden.

Die normierte Resonanzkurve von in Kaskade geschalteten Kreisen

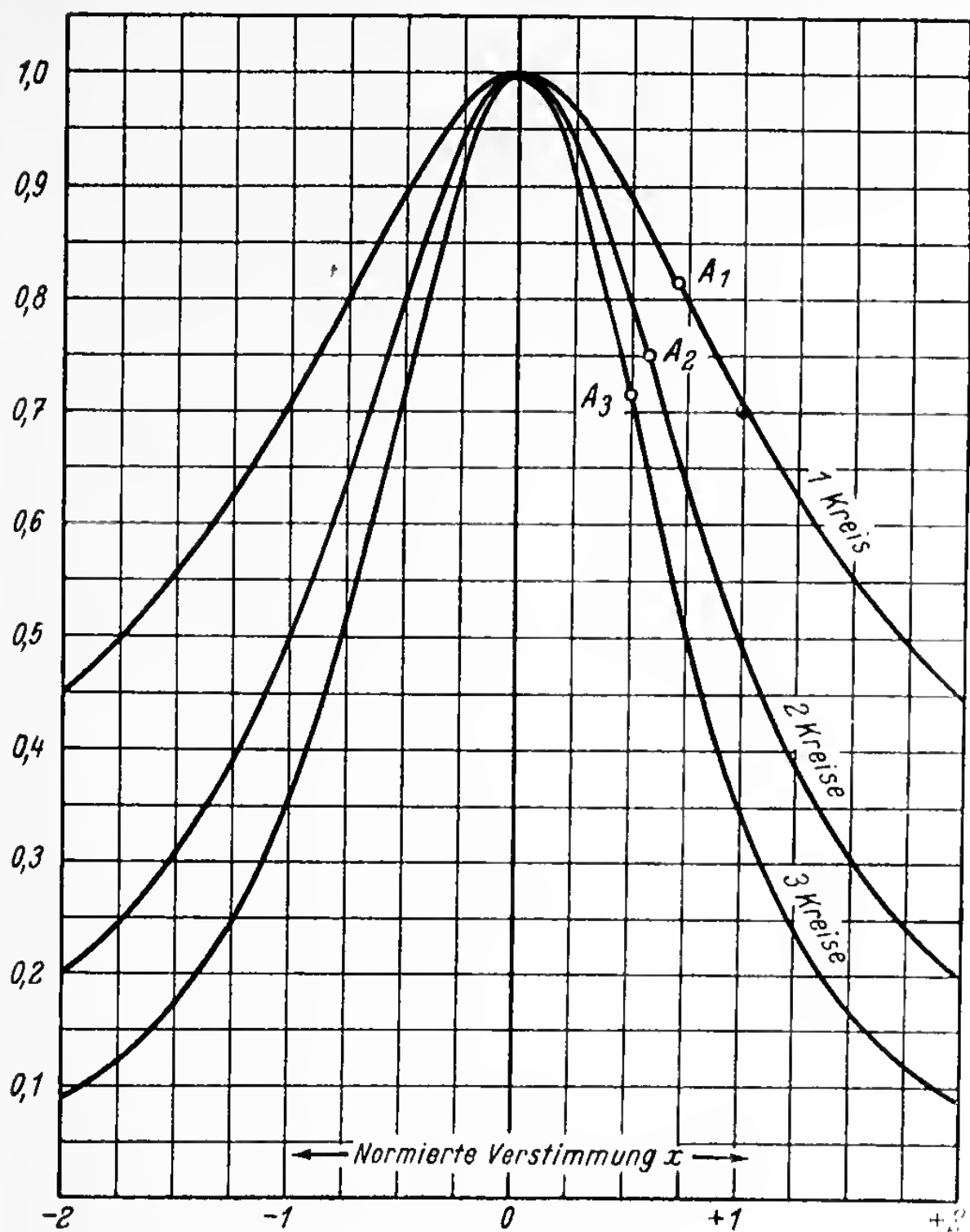


Bild 3. Resonanzkurven eines Einzelkreises, von zwei und von drei in Kaskade geschalteten Einzelkreisen in normierter Darstellung

Der günstigste Arbeitspunkt für FM-Gleichrichter

Jede Flanke einer Resonanzkurve nach Bild 3 setzt sich aus zwei entgegengesetzt gekrümmten Teilen zusammen. Der Übergang zwischen diesen beiden Teilen erfolgt jeweils im Wendepunkt $A_1 \dots n$. Die Flankensteilheit s in einem beliebigen Punkt kann man ermitteln, wenn man die erste Ableitung der Formel (1) nach x bildet. Es gilt also:

$$s = \frac{dZ}{dx} = \frac{n \cdot x}{\sqrt{(1+x^2)^{n+2}}} \quad (3)$$

Die Lage des Wendepunktes kann man in bekannter Weise dadurch feststellen, daß man die zweite Ableitung von (1) nach x gleich Null setzt. Man erhält dann:

$$x_0 = \sqrt{\frac{1}{n+1}} \quad (4)$$

Die Steilheit σ im Wendepunkt ergibt sich, wenn man in (3) $x = x_0$ setzt. Sie beträgt also:

$$\sigma = \frac{n \cdot x_0}{\sqrt{(1+x_0^2)^{n+2}}} = n \cdot \sqrt{\frac{(n+1)^{n+1}}{(n+2)^{n+2}}} \quad (5)$$

Man kann sich leicht davon überzeugen, daß die Flanke der Resonanzkurve im Wendepunkt ihre größte Steilheit besitzt. Wählt man diesen Punkt als Arbeitspunkt eines Flankengleichrichters, so wird hier – wenigstens bei kleinen Frequenzhuben – die größte überhaupt mögliche Amplitudenmodulation und somit auch die größte Verstärkung auftreten.

Ein Empfänger soll aber nicht nur eine große Verstärkung besitzen, er soll vielmehr auch möglichst verzerrungsfrei arbeiten. Es wäre also noch zu überprüfen, ob der Wendepunkt auch in dieser Beziehung als Arbeitspunkt geeignet ist. Es soll dazu angenommen werden, daß die dem Flankengleichrichter zugeführte Frequenz um $\pm \Delta f$ um den Arbeitspunkt schwankt. Da wir die Resonanzkurven in normierter Form ausgedrückt haben, müssen wir jetzt auch mit einem normierten Frequenzhub weiterrechnen, wir müssen also anstatt Δf folgenden Ausdruck verwenden:

$$X = \frac{2\Delta f}{f_r} \cdot \frac{1}{d} \quad (6)$$

Führt man einen solchen normierten Frequenzhub einer Resonanzkurve zu, deren Verlauf durch (1) gegeben ist, so kann man analog zu der Darstellungsart von T. Vellnt [1] für den durch die zweite und dritte Oberwelle verursachten Klirrfaktor folgende Ausdrücke finden:

Der günstigste Arbeitspunkt für FM-Gleichrichter

$$K_{f2} = \frac{1}{4} \cdot \frac{(1+n)x^2 - 1}{x(1+x^2)} \cdot X \quad (7)$$

$$K_{f3} = \frac{1}{8} \cdot \frac{n+2 - \frac{1}{3}(n^2+3n+2)x^2}{(1+x^2)^2} \cdot X^2 \quad (8)$$

Die durch Oberwellen höherer Ordnung verursachten Klirrfaktoren bleiben bei mäßiger Aussteuerung der Resonanzkurve klein, sie sollen deshalb vernachlässigt werden. In Bild 4 sind die Gleichungen (7) und (8)

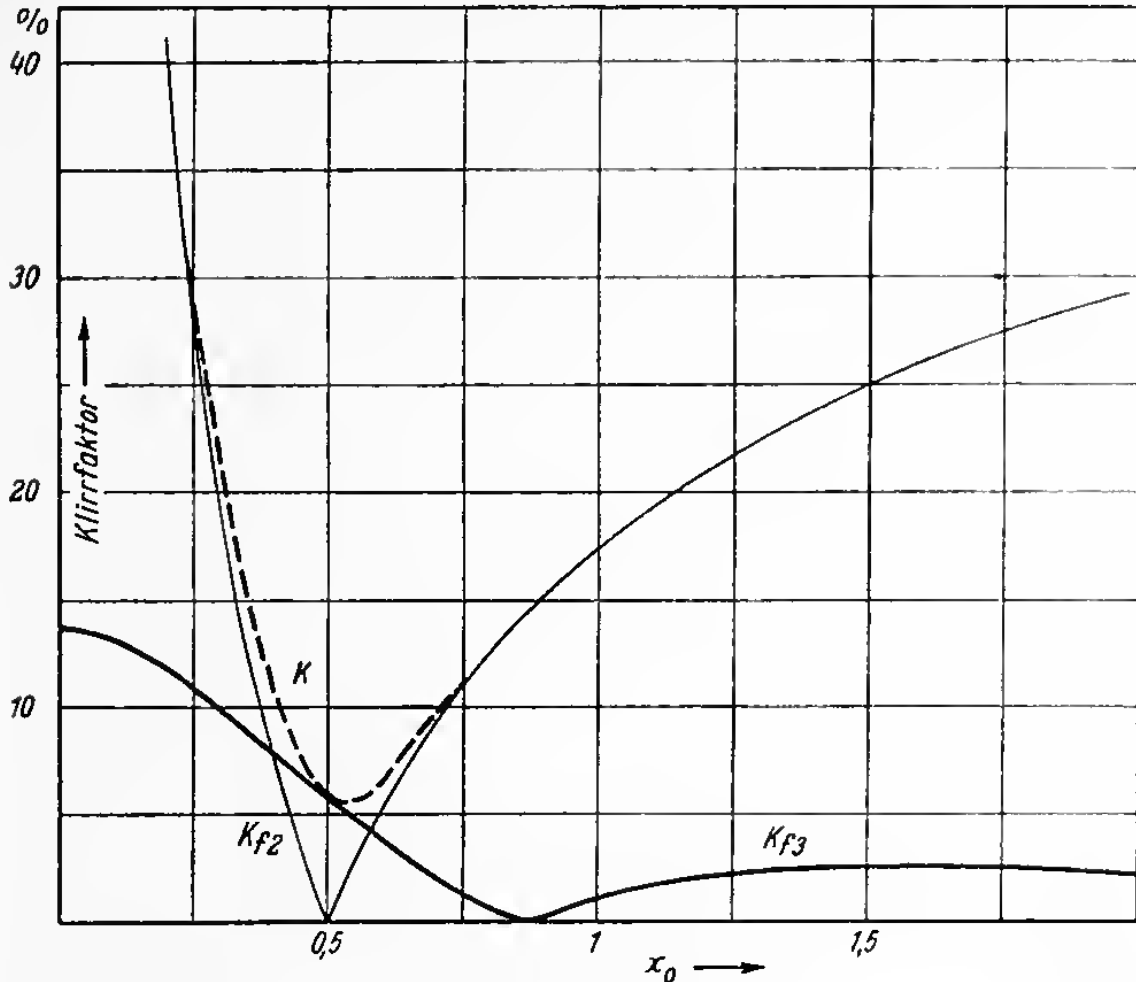


Bild 4. Klirrfaktoren der Modulationsumwandlung an der Flanke einer Resonanzkurve von drei in Kaskade geschalteten Einzelkreisen. Der Gesamtklirrfaktor K wurde als

$$K = \sqrt{K_{f2}^2 + K_{f3}^2} \text{ errechnet}$$

ausgewertet. Es sind dort für $n = 3$ und bei einem normierten Frequenzhub $X = 0,468$ die Größe von K_{f2} , K_{f3} und der Gesamtklirrfaktor $K = \sqrt{K_{f2}^2 + K_{f3}^2}$ dargestellt. Dieser Fall entspricht den Verhältnissen, wie sie bei einem Frequenzhub von ± 75 kHz in einem Empfänger vorliegen, dessen Zwi-

schenfrequenzverstärker drei auf 10,7 MHz abgestimmte Einzelkreise von je 3 % Dämpfung besitzt. Wie man sieht, verschwindet für $x_0 = 0,5$ und $n = 3$ der durch die zweite Oberwelle verursachte Klirrfaktor vollständig und auch der Gesamt-Klirrfaktor zeigt in der Nähe dieser Stelle ein deutliches Minimum. $x_0 = 0,5$ entspricht aber nach (4) dem Wendepunkt bei $n = 3$.

Die gleichen Verhältnisse ergeben sich für die Wendepunkte der Resonanzkurven von beliebig vielen in Kaskade geschalteten Einzelkreisen. Der Wendepunkt liegt also offensichtlich auch in bezug auf Verzerrungsfreiheit verhältnismäßig günstig. Erst bei sehr großen Werten von x_0 kann der Gesamtklirrfaktor auch noch kleiner als im Wendepunkt werden. Bei so großen Verstimmungen sinkt jedoch die Flankensteilheit und damit auch die Verstärkung stark ab. Offensichtlich ergibt also der Wendepunkt als Arbeitspunkt einen günstigen Kompromiß zwischen Verzerrungsfreiheit und Verstärkung. Es soll deshalb weiterhin auch stets angenommen werden, daß Arbeitspunkt und Wendepunkt zusammenfallen.

Da im Wendepunkt K_{f2} gleich Null wird, kann man jetzt den Gesamtklirrfaktor angenähert durch K_{f3} allein ausdrücken.

Aus (4) und (8) ergibt sich dann:

$$K = K_{f3} = \frac{1}{12} \cdot \frac{(n^2 + 3n + 2)(1 + n)}{(2 + n)^2} \cdot X_2 \quad (9)$$

Wenn man die Gültigkeit dieser Annäherung untersucht, indem man den Gesamtklirrfaktor aus sämtlichen in Frage kommenden Oberwellen zusammensetzt, so wird man feststellen können, daß man bis zu Werten von etwa $K_{f3} = 3,5\%$ keinen allzu großen Fehler macht, wenn man $K = K_{f3}$ setzt.

Aus (9) kann man also für übliche Betriebsfälle mit guter Annäherung ermitteln, welche Dämpfungswerte pro Kreis nicht unterschritten werden dürfen, wenn man bei gegebener Kreiszahl einen gewünschten Klirrfaktor einhalten will.

Einfluß der Flankensteilheit auf den Rausch- und Störabstand

Die Gleichung (9) legt die kleinste zulässige Kreisdämpfung fest. Letzten Endes bedeutet diese Festlegung, daß man mit Rücksicht auf die möglichen Verzerrungen eine gewisse Flankensteilheit nicht überschreiten darf.

Je kleinere Verzerrungen man zuläßt, desto kleiner wird auch die durch die Flankenabstimmung erzeugte Amplitudenmodulation. Die Verstärkung des ganzen Empfängers sinkt ab. Man kann einen solchen Verstärkungsverlust dadurch wieder ausgleichen, daß man besonders

steile Röhren verwendet oder die Anzahl der Verstärkerstufen erhöht. Solche Maßnahmen vergrößern zwar die Empfangslautstärke, gleichzeitig steigen jedoch in gleichem Maße der Störpegel und das Empfänger-
rauschen an.

Der Grund dafür ist folgender:

Empfänger mit Flankengleichrichtung besitzen in der Regel keinen Begrenzer. Die Gleichrichterstrecke spricht auf alle ihr zugeführten Amplitudenschwankungen an, ohne Rücksicht darauf, wodurch diese verursacht wurden. Aus dem Frequenzhub des empfangenen Senders werden durch die Flankenabstimmung Amplitudenschwankungen abgeleitet, welche durch die Gleichrichterstrecke als Nutzempfang hörbar gemacht werden. Gleichzeitig verstärkt der Empfänger in seinem ganzen Durchlaßbereich jedoch auch alle amplitudenmodulierten Störspannungen. Auch diese werden der Gleichrichterstrecke zugeführt und hörbar gemacht. Bestimmend für den Störeindruck ist das Verhältnis von Nutz- und Störlautstärke. Eine vergrößerte Vorverstärkung kann dieses Verhältnis nicht verändern, sie kann nur den Gesamtpegel beeinflussen.

Will man also den zu erwartenden Störabstand eines FM-Empfängers vorausbestimmen, so empfiehlt es sich, zunächst — unabhängig von der Verstärkung des Empfängers — festzustellen, welcher AM-Modulationsgrad einem bestimmten Frequenzhub gleichwertig ist. Kennt man dieses Verhältnis, so kann man in der sonst bei AM üblichen Weise den Störabstand des Empfängers für beide Betriebsarten ermitteln.

Nimmt man an, daß die Resonanzkurve um den Arbeitspunkt linear verläuft, so erhält man die Größe der durch einen normierten Frequenzhub X hervorgerufenen Amplitudenschwankung einfach dadurch, daß man diesen Frequenzhub mit der Steilheit s im Arbeitspunkt multipliziert. Bild 5 soll diesen Vorgang erläutern. Die durch einen Frequenzhub X hervorgerufene relative Spannungsschwankung ΔU beträgt dann:

$$\Delta U = s \cdot X \quad (10)$$

Die Amplitude der am Gleichrichter stehenden Zf-Spannung wird also zwischen den Werten $U_0 + \Delta U$ und $U_0 - \Delta U$ schwanken. Das entspricht einem AM-Modulationsgrad von:

$$m = \frac{(U_0 + sX) - (U_0 - sX)}{(U_0 + sX) + (U_0 - sX)} = \frac{sX}{U_0} \quad (11)$$

Dieses ist der Modulationsgrad, mit welchem die Hochfrequenzspannung U_0 im Arbeitspunkt A_n durch den Frequenzhub X amplitudenmoduliert wird. Dieser Modulationsgrad m entspricht allerdings noch nicht einem gleichen Wert bei AM-Betrieb. Beim Empfang amplitudenmodulierter Sendungen stimmt man den Empfänger nämlich auf die Kuppe seiner Durchlaßkurve ab. Den Modulationsgrad bezieht man dann auf die Hf-

FM-Demodulatoren

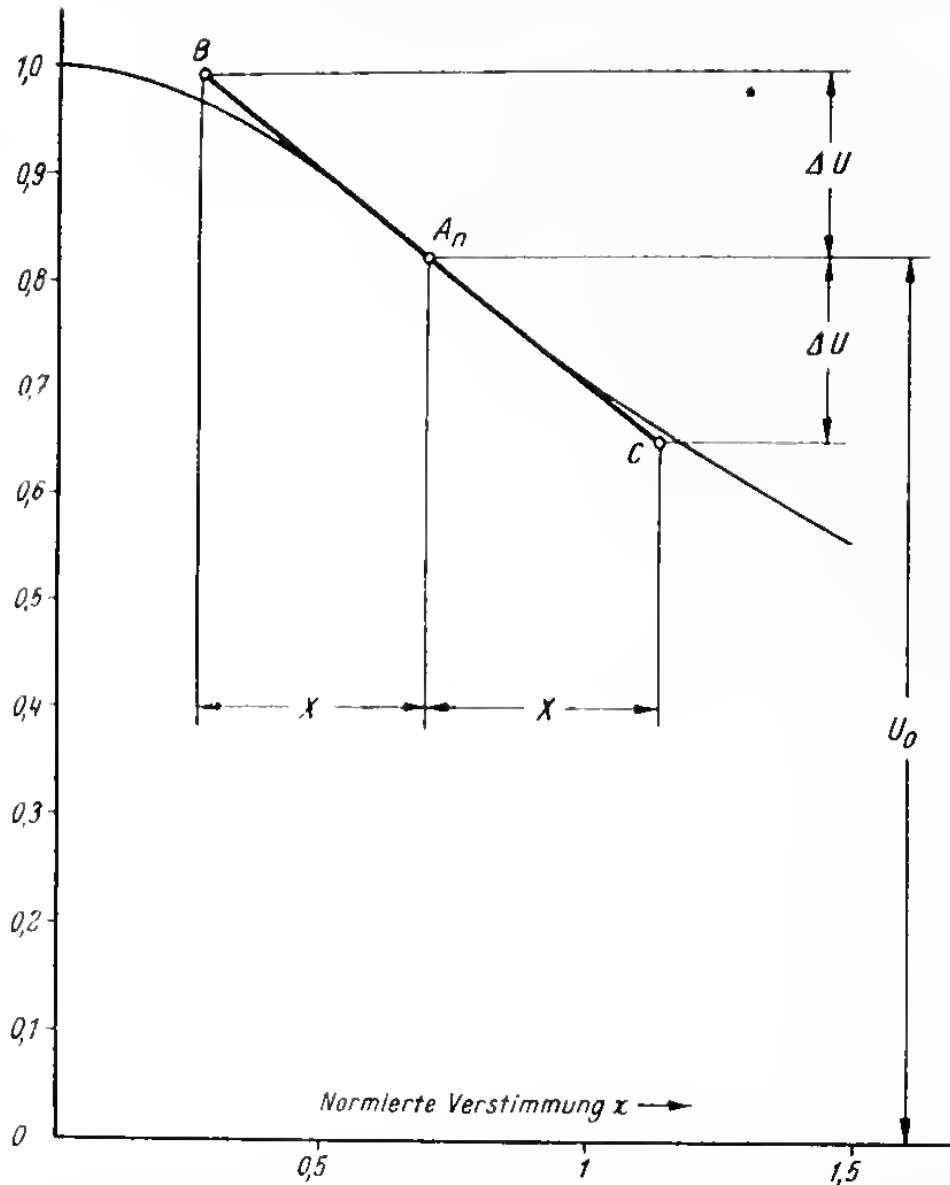


Bild 5. Bestimmung des AM-Modulationsgrades, der einem Frequenzhub X gleichwertig ist. Der von X überstrichene Teil der Resonanzkurve wird dabei durch eine Gerade BC ersetzt

Spannung, die an dieser Stelle der Resonanzkurve auftritt (in der hier angewendeten normierten Schreibweise also auf den Wert 1).

Bei Abstimmung auf den Wendepunkt der Resonanzkurve wird dagegen eine HF-Spannung U_0 amplitudenmoduliert, die in normierter Schreibweise kleiner als 1 ist. Um den im praktischen Betrieb tatsächlich gleichwertigen Modulationsgrad für AM [M] eines Flankengleichrichters zu erhalten, muß man deshalb (11) nochmals mit U_0 multiplizieren. Es ergibt sich auf diese Weise unter Benützung von (5) schließlich:

$$M = \sigma \cdot X = n \cdot \sqrt{\frac{(n+1)^n + 1}{(n+2)^n + 2}} \cdot X \quad (12)$$

Der Wert von X ist dabei aus Gleichung (6) zu entnehmen.

Aus den beiden Gleichungen (9) und (12) ergeben sich ohne weiteres die physikalischen Grenzen, die von Natur aus einem Flankengleichrichter gegeben sind. Legt man z. B. einen größten Klirrfaktor K_{f3} für einen bestimmten Frequenzhub fest, so gibt Gleichung (9) die kleinste zulässige Kreisdämpfung an. Diese Kreisdämpfung bestimmt nach (6) wieder die Größe von X, und X gibt mit (12) den gleichwertigen AM-Modulationsgrad. Für $K_{f3} = 3,5 \%$ bei ± 75 kHz Hub gilt die nachstehende Tabelle 1:

Tabelle 1:

| Kreiszahl n | 1 | 2 | 3 | 4 |
|--|--------|---------|--------|--------|
| Kleinste zulässige Kreisdämpfung | 2,5 % | 3,24 % | 3,87 % | 4,4 % |
| Gleichwertiger AM-Modulationsgrad für ± 75 kHz Frequenzhub | 21,6 % | 28,25 % | 31,1 % | 33 % |
| Gleichwertiger AM-Modulationsgrad für ± 13 kHz Frequenzhub | 3,75 % | 4,74 % | 5,4 % | 5,72 % |

Aus dieser Tabelle ergeben sich zwei interessante Tatsachen.

1. Bei gleich großem Klirrfaktor steigt der gleichwertige AM-Modulationsgrad mit der Zahl der verwendeten Abstimmkreise an. Dieser Gewinn wird allerdings mit steigender Kreiszahl immer kleiner. Das wirtschaftliche Optimum dürfte bei drei Kreisen liegen.

2. Der gleichwertige AM-Modulationsgrad ist bei Flankengleichrichtern ungewöhnlich klein. Man muß die Resonanzkurve zwar so auslegen, daß der größtmögliche Frequenzhub von ± 75 kHz noch einigermaßen unverzerrt verarbeitet werden kann, man muß jedoch bedenken, daß die UKW-FM-Sender mit Rücksicht auf die Pre-emphasis (Vorentzerrung) bei Frequenzen um 1000 Hz (welche den Lautstärkeindruck einer Übertragung bestimmen) nur bis zu einem Hub von maximal etwa ± 45 kHz angesteuert werden dürfen. Einem Modulationsgrad von 30 %

bei AM-Betrieb entspricht also ein Frequenzhub von etwa ± 13 kHz. Da der gleichwertige AM-Modulationsgrad dem Störabstand eines Empfängers proportional ist, sind also bei einem genügend verzerrungsfrei arbeitenden Flankengleichrichter im Prinzip 1:5 bis 1:8 schlechtere Ergebnisse zu erwarten als bei einem gleichwertigen AM-Empfänger. Die De-emphasis (Nachentzerrung) verbessert zwar dieses Verhältnis, kann jedoch eine so große Spanne niemals ausgleichen.

Trotz dieser ungünstigen Verhältnisse empfiehlt es sich, die Flankensteilheit durch genügend große Dämpfung der Abstimmkreise klein zu halten. Nach (9) steigt nämlich der Klirrfaktor der Modulationsumwandlung quadratisch mit dem normierten Frequenzhub X an, der gleichwertige AM-Modulationsgrad nimmt dagegen nach (12) mit X nur linear zu. X ist nach (6) der Kreisgüte proportional. Man gewinnt deshalb durch Verkleinern der Kreisdämpfung nur verhältnismäßig wenig an Verstärkung, während die Verzerrungen viel rascher ansteigen.

Andererseits ist es nicht sehr sinnvoll, die in Tabelle 1 zusammengestellten Dämpfungswerte wesentlich zu überschreiten. Der bei der Modulationsumwandlung auftretende AM-Modulationsgrad ist klein. Wenn der Empfänger sonst richtig aufgebaut ist, bestimmt der bei der Modulationsumwandlung auftretende Klirrfaktor deshalb praktisch allein das Niveau der Verzerrungen. Man kann aus diesem Grunde in einem Flanken-Modulationsumwandler größere Verzerrungen zulassen, als es sonst für eine einzelne Stufe im Empfängerbau üblich ist. Durch praktische Versuche kann man beweisen, daß die in Tabelle 1 angegebenen kleinsten Werte der Kreisdämpfung einen FM-Empfang sicherstellen, der — besonders bei starker Aussteuerung der verglichenen Sender — mit üblicher Rundfunkqualität durchaus gleichwertig, in vielen Fällen jedoch merklich besser ist.

Der verhältnismäßig kleine Störabstand eines Flankengleichrichters tritt meist gar nicht in Erscheinung, da das UKW-Band von Natur aus merklich störärmer ist, als die üblichen AM-Bänder.

Die schwache Stelle eines Flankengleichrichters liegt letzten Endes in seinem kleinen Rauschabstand, also in seiner Empfindlichkeit gegen das Eigenrauschen des Empfängers. Diese Eigenschaft tritt überall dort in Erscheinung, wo der empfangene Sender nur schwach einfällt. Man wird deshalb bei Empfängern mit Flankengleichrichtung in der Regel erst bei Antennenspannungen von einigen Hundert Mikrovolt befriedigende Ergebnisse erzielen können.

Die fehlende AM-Unterdrückung macht sich überdies dadurch bemerkbar, daß Verzerrungen des Empfangs, welche durch Interferenzen der direkt einfallenden Senderwelle mit reflektierten Wellenzügen entstehen, oft nur schwer zu vermeiden sind.

Linearisierte Flanken von Resonanzkurven

Das Hauptproblem des Flankengleichrichters ist, eine möglichst steile Resonanzkurve zu erzielen, die außerdem auch noch über einen genügend großen Frequenzbereich weitgehend linear verläuft. Nach Tabelle 1 wird eine Verbesserung in dieser Richtung erreicht, wenn man die Anzahl der Abstimmkreise erhöht.

Man kann ähnliche Ergebnisse erzielen, wenn man zwei Resonanzkurven so übereinanderlegt, daß ihre Krümmungen einander entgegen-

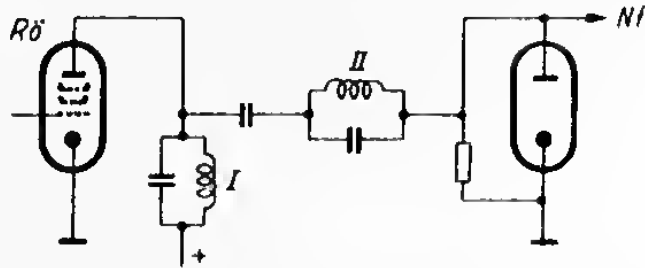


Bild 6. Schaltung zur Linearisierung der Flanke einer Resonanzkurve

wirken. Ein Beispiel für eine solche Anordnung zeigt Bild 6. Der Abstimmkreis II liegt zwischen der Gleichrichterstrecke und der Anode der letzten Zf-Röhre. Er arbeitet als Sperrkreis und bewirkt eine frequenzabhängige Aufteilung der Anodenwechselspannung gegen den Widerstand der Gleichrichterstrecke (in der Hauptsache durch deren Kapazität bestimmt). Besitzen die Kreise I und II die gleiche Resonanzfrequenz, so tritt durch die Sperrwirkung von II im wesentlichen nur eine Herabsetzung der Verstärkung ein. Wird jedoch der Kreis II gegen I geringfügig verstimmt, so wird die eine Flanke der Resonanzkurve des Kreises I linearisiert und gleichzeitig steiler.

Diese Wirkung ist in Bild 7 dargestellt. Kurve 1 wurde bei kurzgeschlossenem Kreis II gemessen. Sie stellt also die natürliche Resonanzkurve des Kreises I dar. Die Kurven 2 bis 4 wurden bei verschiedenen Verstimmungen des Kreises II gegen die Resonanzfrequenz von I gemessen. Je geringer diese Verstimmung ist, desto steiler wird die Flanke. Dabei nimmt allerdings durch die größere Sperrwirkung von II auch die Gesamtverstärkung ab. Im Endergebnis kann man in einer Schaltung nach Bild 6 mit nur zwei Abstimmkreisen etwa gleich gute Flankengleichrichter bauen, wie dies sonst mit drei in Kaskade geschalteten Kreisen möglich wäre. Die Verstärkung der vorgeschalteten Röhre $Rö$ sinkt dabei allerdings auf etwa 20...30 % ihres normalen Wertes ab.

Günstiger liegt eine Gegentaktschaltung zweier Flankengleichrichter, wie sie Bild 8a zeigt. An den Primärkreis I sind hier zwei gegen I symmetrisch verstimmte Sekundärkreise II und III angekoppelt, deren Hf-Spannungen durch die beiden Dioden D_1 und D_2 gleichgerichtet werden.

FM-Demodulatoren

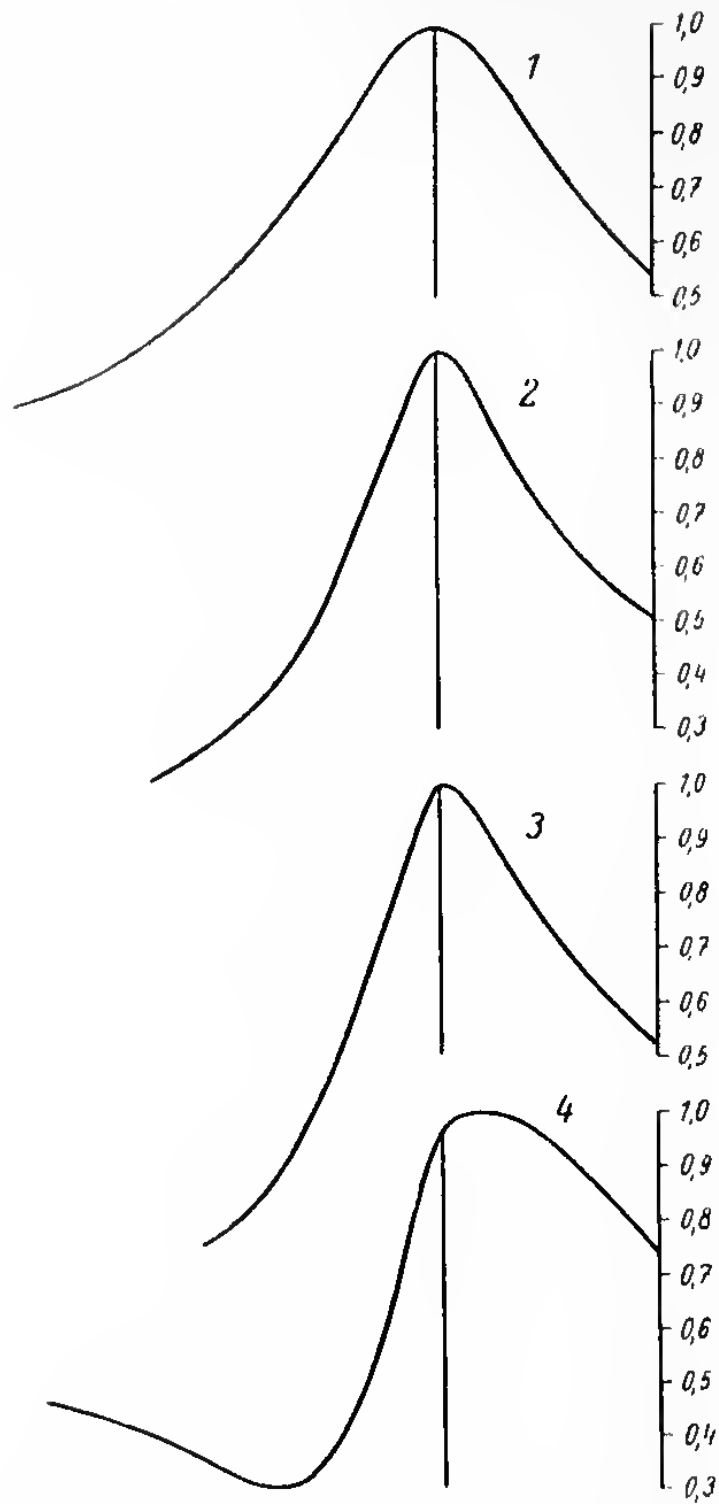


Bild 7. Resonanzkurven einer Anordnung nach Bild 6

Linearisierte Flanken von Resonanzkurven

Jeder der beiden Kreise II und III stellt mit der zugehörigen Diode einen selbständigen Flankengleichrichter dar. Auf der Nf-Seite sind diese beiden Flankengleichrichter gegeneinander gepolt. Sie liefern deshalb

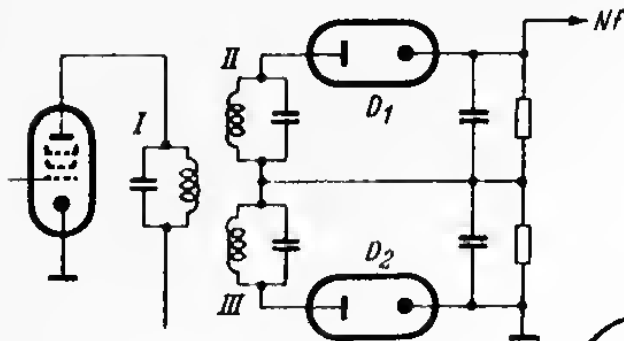


Bild 8a.

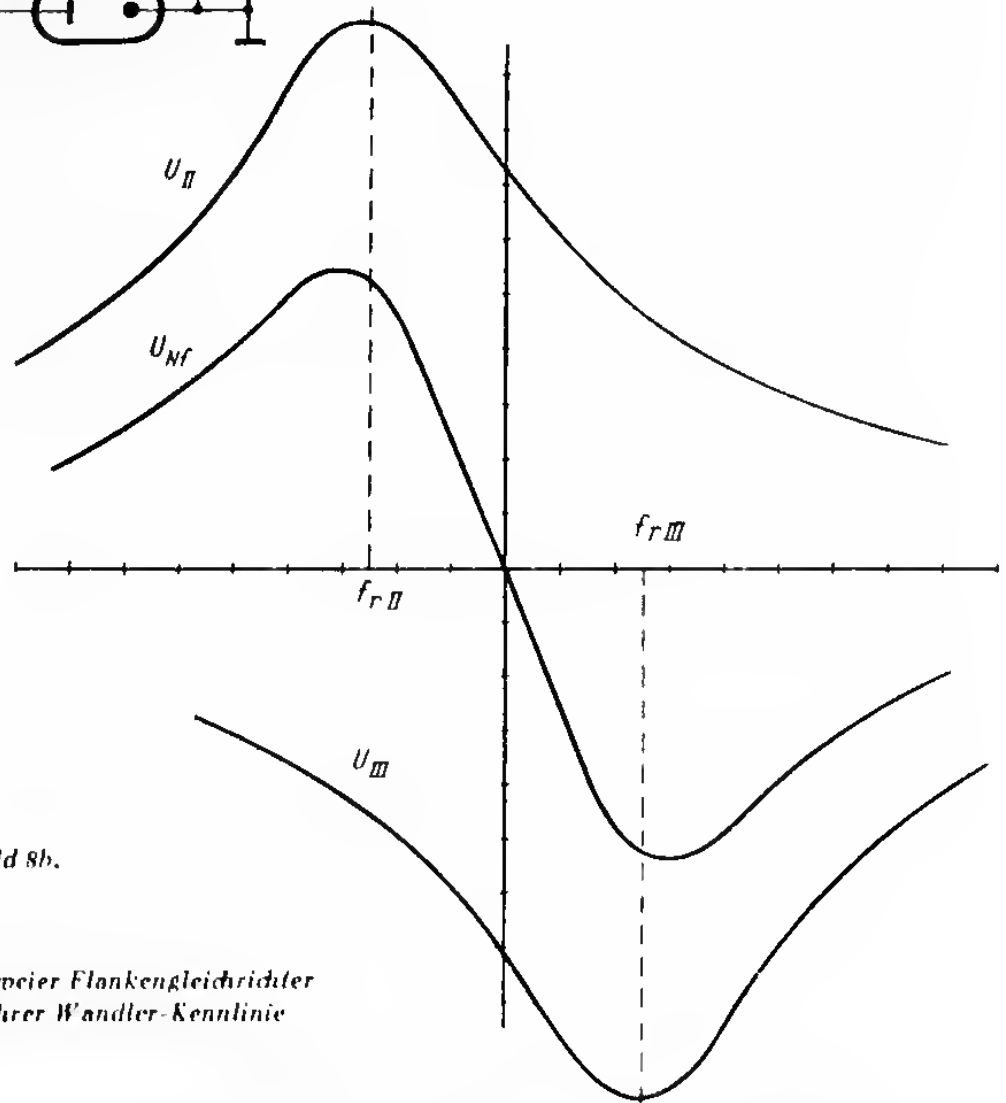


Bild 8b.

*Gegentaktschaltung zweier Flankengleichrichter
und das Entstehen ihrer Wandler-Kennlinie*

an einen angeschlossenen Niederfrequenzverstärker nur die Differenz der beiden Richtspannungen. Aus Bild 8b sieht man, daß in einer solchen Anordnung die Krümmungen der beiden Resonanzkurven einander ent-

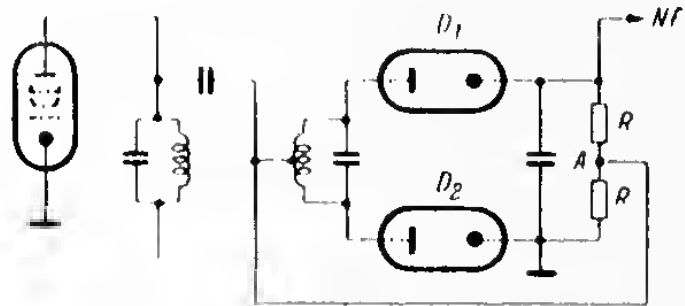
FM-Demodulatoren

gegenwirken. Es ergibt sich dadurch ein wesentlich günstigeres Verhältnis zwischen Steilheit und angenähert linearem Bereich der Umwandler-Kennlinie als bei Geradeaus-Schaltungen. Überdies tritt durch die Gegentaktschaltung eine merkliche Unterdrückung aller AM-Störungen und somit auch des Empfängerrauschens ein. Eine Anordnung nach Bild 8a — welche auch unter dem Namen „Wache-Kreis“ bekannt ist — stellt somit einen hochwertigen FM-Gleichrichter dar. Der Schaltaufwand ist hier jedoch verhältnismäßig groß und es lassen sich mit einfacheren Mitteln die gleichen oder bessere Ergebnisse erzielen. Der Wache-Kreis findet deshalb heute kaum mehr Anwendung.

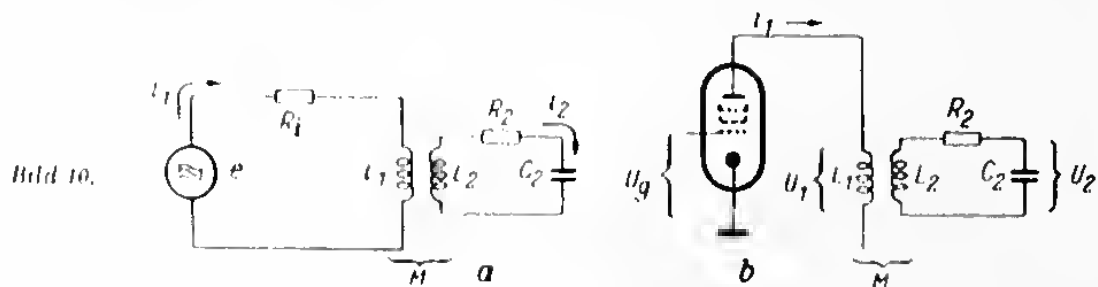
3. Der Riegger-Kreis

Bild 9 zeigt eine im Prinzip von Riegger [2] angegebene Schaltung, welche später von den Amerikanern Foster und Seeley verbessert und

Bild 9. Der Rieggerkreis, in der anglo-amerikanischen Literatur häufig discriminator nach Foster und Seeley genannt



erstmals in Empfängern verwendet wurde. Sie wird deshalb in der anglo-amerikanischen Literatur oft als „discriminator nach Foster und Seeley“ bezeichnet. Das dieser Schaltung zugrunde liegende Prinzip wird heute in allen hochwertigen FM-Empfängern verwendet. Im Nachstehen-



den soll deshalb versucht werden, die Arbeitsweise des Riegger-Kreises so klar darzustellen, daß dadurch die Funktion einer ganzen Reihe anderer FM-Gleichrichter ohne weiteres verständlich wird.

Man geht dazu am besten von den Spannungs- und Phasenverhältnissen bei einem Transformator aus. Entsprechend Bild 10a sei ange-

Der Rlegger-Kreis

nommen, daß die EMK e über einen Widerstand R_1 an der Primärwicklung L_1 liegt. Die Sekundärwicklung L_2 sei außer mit einem ohmschen Widerstand R_2 auch noch mit einer Kapazität C_2 belastet.

In der Schreibweise des ohmschen Gesetzes für Wechselstrom gelten dann die Beziehungen:

$$e = i_1 R_1 + j i_1 \omega L_1 + j i_2 \omega M \quad (13)$$

$$-j i_1 \omega M = i_2 R_2 + j i_2 (\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}) \quad (14)$$

Dabei bestimmt (13) die Gleichgewichtsbedingungen für die Primärseite, (14) für die Sekundärseite.

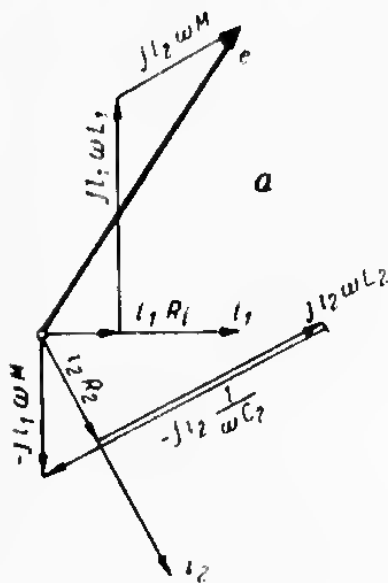


Bild 12. Vektorendiagramm eines Transformators nach Bild 10 a für $f > f_r$

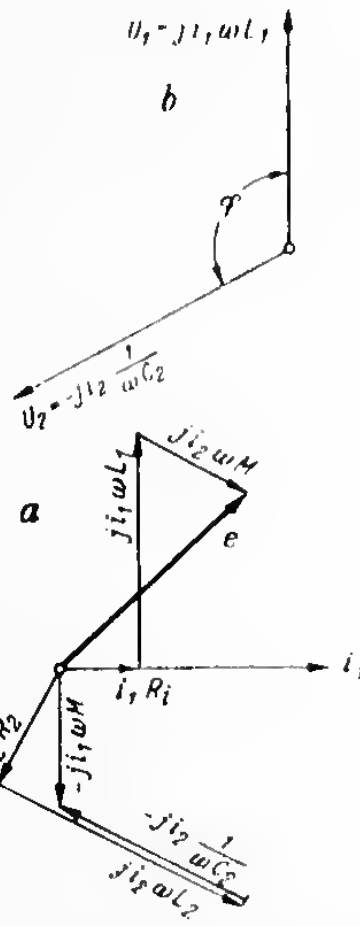
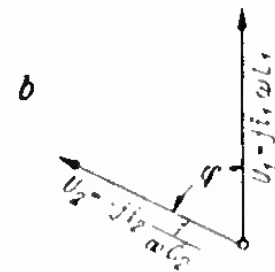


Bild 11. Vektorendiagramm eines Transformators nach Bild 10 a für $f < f_r$



Auf eine mathematische Auswertung dieser Gleichungen soll zunächst verzichtet werden. Die physikalischen Zusammenhänge sind an Hand von Vektorendiagrammen wie Bild 11 bis 13 leichter zu überschauen.

Bei der Konstruktion dieser Diagramme geht man von Gleichung (14) und vom Sekundärstrom i_2 aus. In Phase mit diesem Strom liegt der

ohmsche Spannungsabfall $i_2 R_2$, um 90° verschoben ist dagegen der induktive und kapazitive Spannungsabfall an L_2 und C_2 . Die vektorielle Summe aller dieser Spannungsabfälle ist nach (14) gleich $-j i_1 \omega M$. Da diese Spannung den Faktor $-j i_1$ enthält, bedeutet das, daß sie um 90° im Uhrzeigersinn gegen i_1 verschoben liegt. Man erhält also die Lage von i_1 , wenn man $-j i_1 \omega M$ um 90° gegen den Uhrzeigersinn dreht.

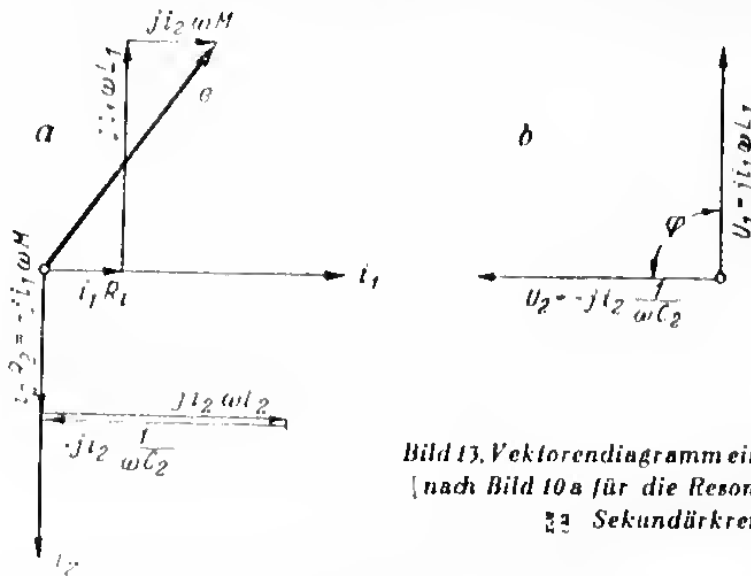


Bild 13. Vektorendiagramme eines Transformators
[nach Bild 10 a für die Resonanzfrequenz des
Sekundärkreises]

Nachdem wir nunmehr die Lage von i_1 kennen, läßt sich jetzt auch die Gleichung (13) vektoriell darstellen. Der primäre ohmsche Spannungsabfall $i_1 R_1$ ist wieder in Phase mit i_1 , der induktive Spannungsabfall $j i_1 \omega L_1$ liegt um 90° gegen den Uhrzeigersinn gegen i_1 verschoben. Nach (13) muß man zu diesen beiden Spannungsabfällen noch $j i_2 \omega M$ hinzufügen, um die primäre EMK zu erhalten. Die Spannung $j i_2 \omega M$ muß wieder mit $j i_2 \omega L_2$ in Phase sein. Als vektorielle Summe ergibt sich schließlich die EMK e . Es liegen nunmehr alle Ströme und Spannungen nach Größe und Phase fest.

Denkt man sich in Bild 10 a die primäre EMK e und den Widerstand R_1 durch eine mit einer Gitterwechselspannung u_g gesteuerte Röhre ersetzt, so erhält man eine Anordnung nach Bild 10 b, also eine Verstärkerstufe, in welcher eine Röhre anodenseitig mit einem Transformator belastet wird, dessen Sekundärseite eine ausgeprägte Resonanzfrequenz besitzt. Als Primärspannung U_1 sei der Spannungsabfall $j i_1 \omega L_1$ bezeichnet, als Sekundärspannung U_2 kann man den Spannungsabfall an der Kapazität C_2 ansehen. In den Bildern 11 b bis 13 b wurden der besseren Übersicht halber jeweils diese beiden Spannungen aus dem nebenstehenden Vektorendiagramm nach Größe und Lage entnommen und nochmals getrennt zusammengesetzt.

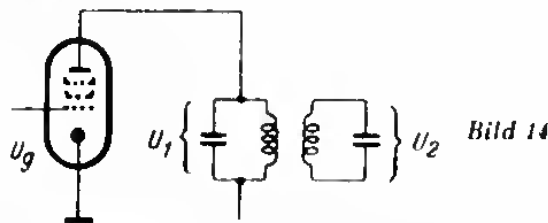
Man sieht aus diesen Bildern folgendes:

1. In Bild 11 wurde $j\omega L_2 > \frac{1}{\omega C_2}$ gewählt. Hier ist also die Resonanzfrequenz des Sekundärkreises größer als die Frequenz der Gitterwechselspannung. Es wird dann die Phasenverschiebung φ zwischen Primär- und Sekundärspannung größer als 90° . Ist die Verstimmung sehr groß, so wird im Sekundärkreis der kapazitive Spannungsabfall auch sehr groß gegen die übrigen Spannungsabfälle werden. Die Phasenverschiebung zwischen Primär- und Sekundärspannung beträgt dann angenähert 180° .

2. In Bild 12 ist $j\omega L_2 < \frac{1}{\omega C_2}$. Die Resonanzfrequenz des Sekundärkreises ist jetzt also kleiner als die Frequenz der zugeführten Spannung. Die Phasenverschiebung zwischen der Primär- und Sekundärspannung wird dadurch kleiner als 90° . Bei großen Verstimmungen nimmt der Winkel φ den Wert Null an.

3. In Bild 13 fällt die Frequenz der zugeführten Spannung mit der Resonanzfrequenz des Sekundärkreises zusammen. Hier gilt: $j\omega L_2 = \frac{1}{\omega C_2}$. Die Phasenverschiebung zwischen Primär- und Sekundärspannung beträgt dann 90° .

Man kommt auf diese Weise zu dem Ergebnis, daß die Phasenverschiebung zwischen Primär- und Sekundärspannung nur von der Abstimmung des Sekundärkreises abhängt. An dieser Tatsache ändert sich nichts, wenn man auch auf der Primärseite eine kapazitive Komponente hinzufügt, wenn man also auch die Primärseite abstimmt. Durch eine solche Maßnahme verändert man nur den Eingangswiderstand des Transformators und die Phasenverschiebung zwischen der primären EMK und dem Primärstrom. Der Eingangswiderstand bestimmt die Verstärkung der vorgeschalteten Röhre, die primäre Phasenverschiebung ist zunächst jedoch ohne Bedeutung.



Die Bilder 11 bis 13 gelten deshalb im Prinzip auch für eine Anordnung nach Bild 14, wo eine Röhre auf ein zweikreisiges Bandfilter in üblicher Schaltung arbeitet. Das Verhalten einer solchen Schaltung ist in der Literatur wiederholt und in verschiedenen Darstellungsarten

beschrieben worden. Dabei wurde als wesentliches Ergebnis meist die Abhängigkeit der Sekundärspannung von der zugeführten Frequenz ermittelt. Will man jedoch die Arbeitsweise eines Riegger-Kreises übersehen, so muß man außer der Sekundärspannung auch noch die Primärspannung und die zwischen den beiden Spannungen bestehende Phasenverschiebung kennen. Diese Größen kann man für eine Schaltung nach Bild 14 durch einen ähnlichen Ansatz wie (13) und (14) ermitteln. Nimmt man dabei an, daß der Primär- und Sekundärkreis gleichartig aufgebaut sind, daß sie also die gleichen Selbstinduktionen, Kapazitäten und Dämpfungen besitzen, so erhält man in normierter Darstellungsart Ergebnisse, wie sie in Bild 15 bis 19 zusammengestellt sind.

Die Werte von U_1 , U_2 , φ_1 und φ_2 wurden dort nach den üblichen Formeln für ein Zweikreisbandfilter errechnet. Die Summenspannungen U_{s1} und U_{s2} setzen sich nach Bild 21 aus U_1 und $U_2/2$ zusammen, wobei φ (Bild 21) gleich $\varphi_2 - \varphi_1$ ist.

Die Bilder 15 bis 19 unterscheiden sich nur durch die Größe der Kopplung zwischen den beiden Kreisen. Als Parameter wurde deshalb das Verhältnis des Kopplungsfaktors K zur Kreisdämpfung d gewählt. Eine solche normierte Darstellung ist wieder als eine allgemein gültige Lösung des Problems anzusehen. Man kann sie auf einen beliebigen Spezialfall übertragen, wenn man die für die Formeln (1) bzw. (2) angenommenen Beziehungen berücksichtigt. Die Bilder 15 bis 19 gelten für den Fall, daß vor dem betrachteten Bandfilter eine Röhre mit unendlich großem Innenwiderstand liegt. U_1 und U_2 stellen hier die relativen Größen der Spannungen am Primär- bzw. Sekundärkreis dar. Will man die entsprechenden numerischen Werte der zu erwartenden Spannungen ermitteln, so muß man diese relativen Werte mit der Spannung multiplizieren, welche an einem entsprechenden Einzelkreis im Resonanzfall auftreten würde. Diese Spannung beträgt:

$$U_0 = u_g \cdot S \cdot \frac{\omega_r L_1}{d} \quad (15)$$

Dabei bedeuten:

u_g ... die Gitterwechselspannung in Volt,

S ... die Steilheit der vorgeschalteten Röhre in Ampere/Volt.

Ein Beispiel soll diesen Vorgang erläutern. Es soll festgestellt werden, wie groß die Primär- und die Sekundärspannung bei einem Bandfilter ist, das nach Bild 14 an eine EF 15 angeschlossen wurde, wenn dem Gitter dieser Röhre eine Wechselspannung von 1 mV eff. bei einer Frequenz von 10,7 und 10,8 MHz zugeführt wird. Die Resonanzfrequenz der beiden Bandfilterkreise sei 10,7 MHz, die Kreisdämpfung $d = 2\%$, die Selbstinduktionen der Primär- und Sekundärspule je $5 \mu\text{Hy}$, der Kopplungsfaktor $K = 2\%$. Nach (15) gilt zunächst:

Der Riegger-Kreis

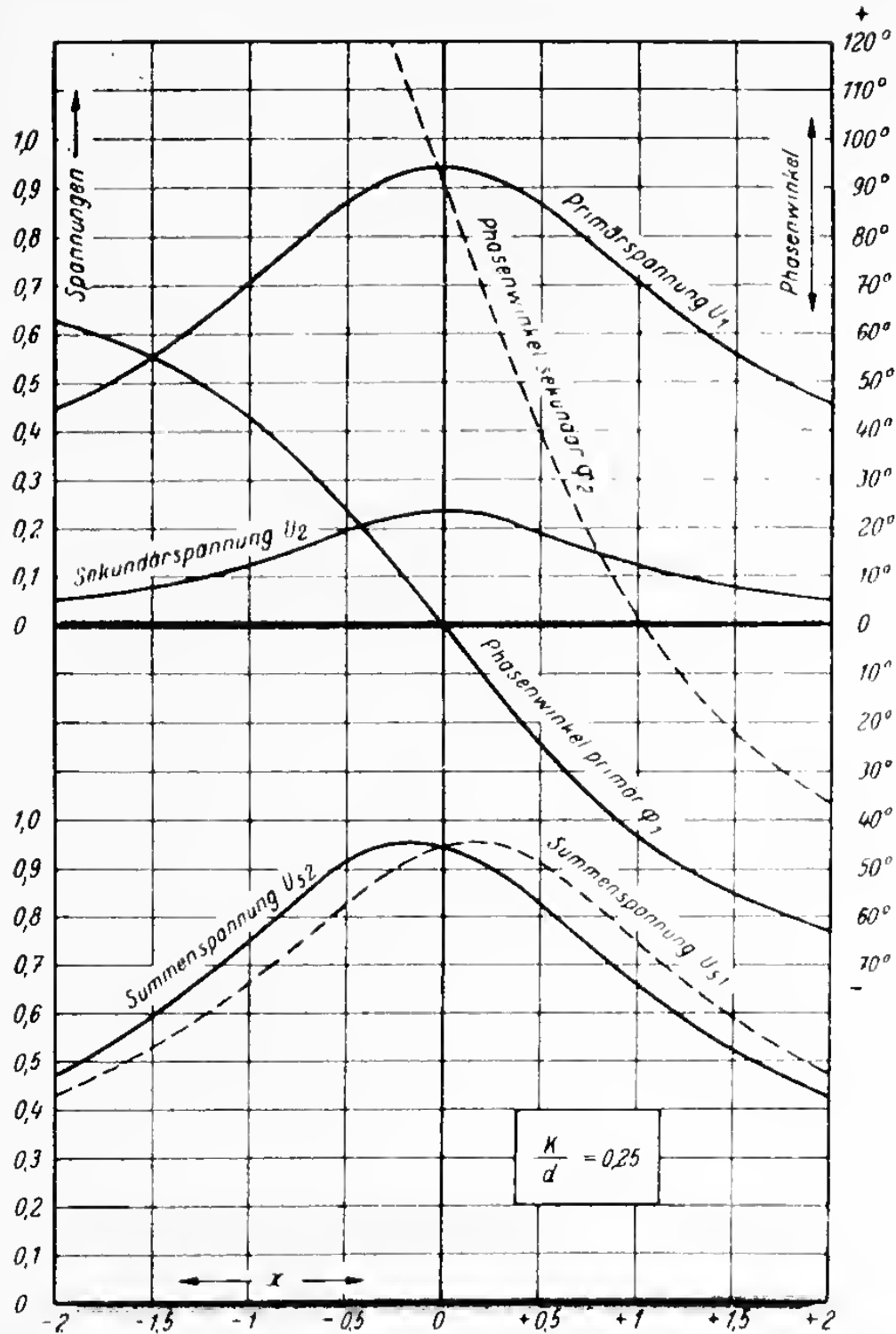


Bild 15. Verlauf der Spannungen und Phasenwinkel bei einer Anordnung nach Bild 14.
Die Kopplung der beiden Abstimmkreise beträgt 0,25 des kritischen Wertes

FM-Demodulatoren

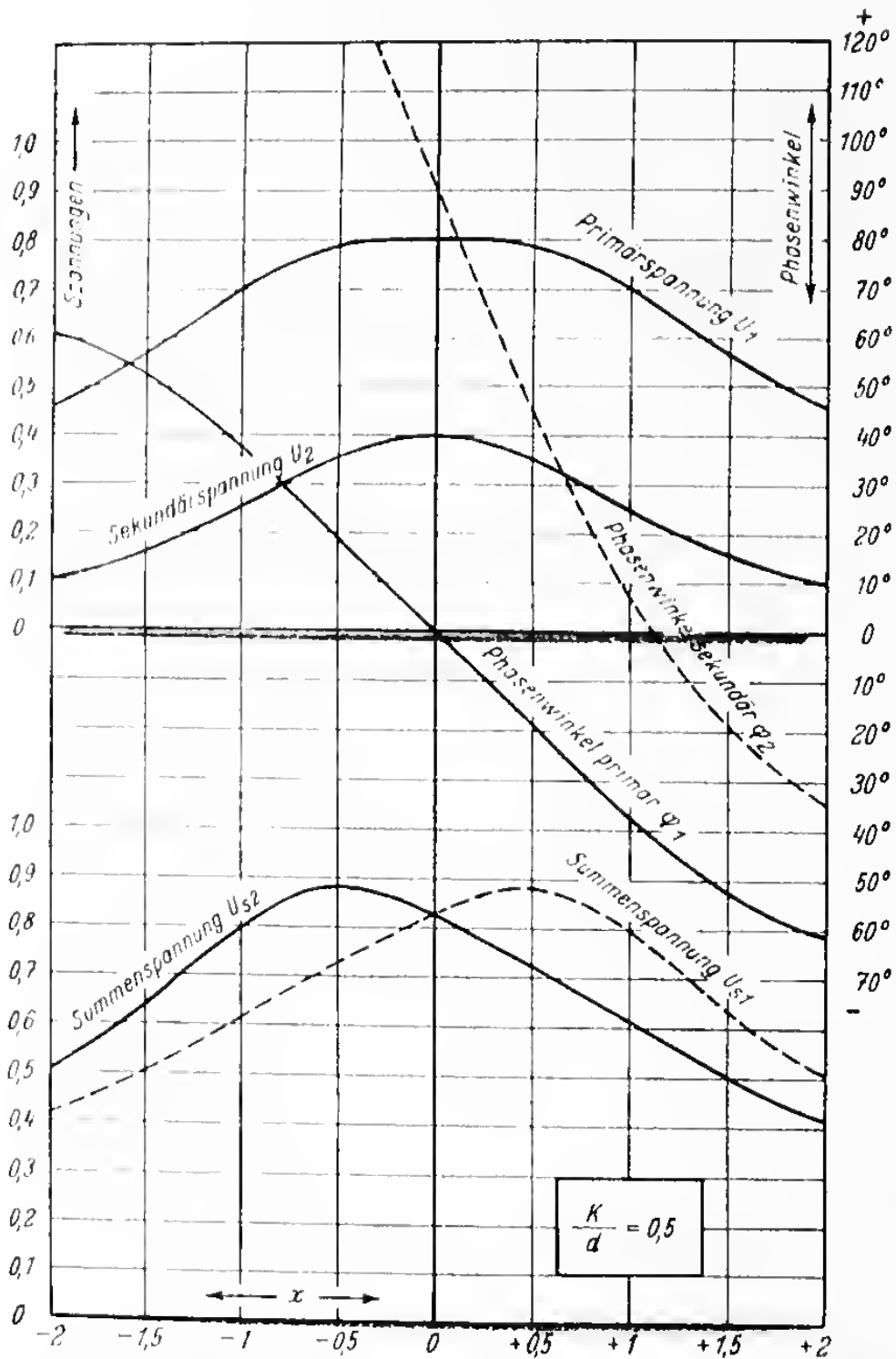


Bild 16. Verlauf der Spannungen und Phasenwinkel bei einer Anordnung nach Bild 14.
Die Kopplung der beiden Abstimmkreise beträgt 0,5 des kritischen Wertes

Der Rlegger-Kreis

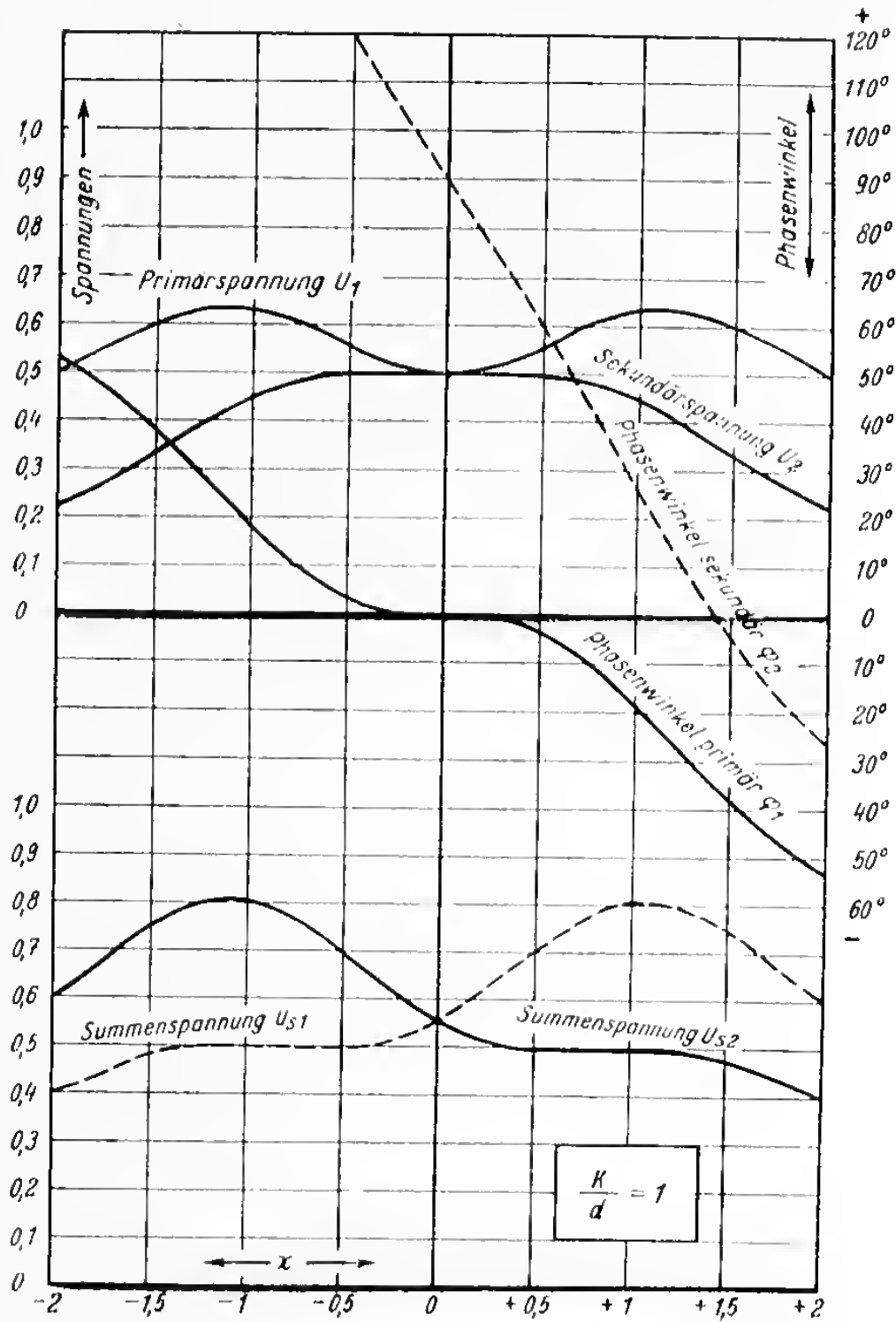


Bild 12. Verlauf der Spannungen und Phasenwinkel bei einer Anordnung nach Bild 14. Die Abstimmkreise sind kritisch gekoppelt

FM-Demodulatoren

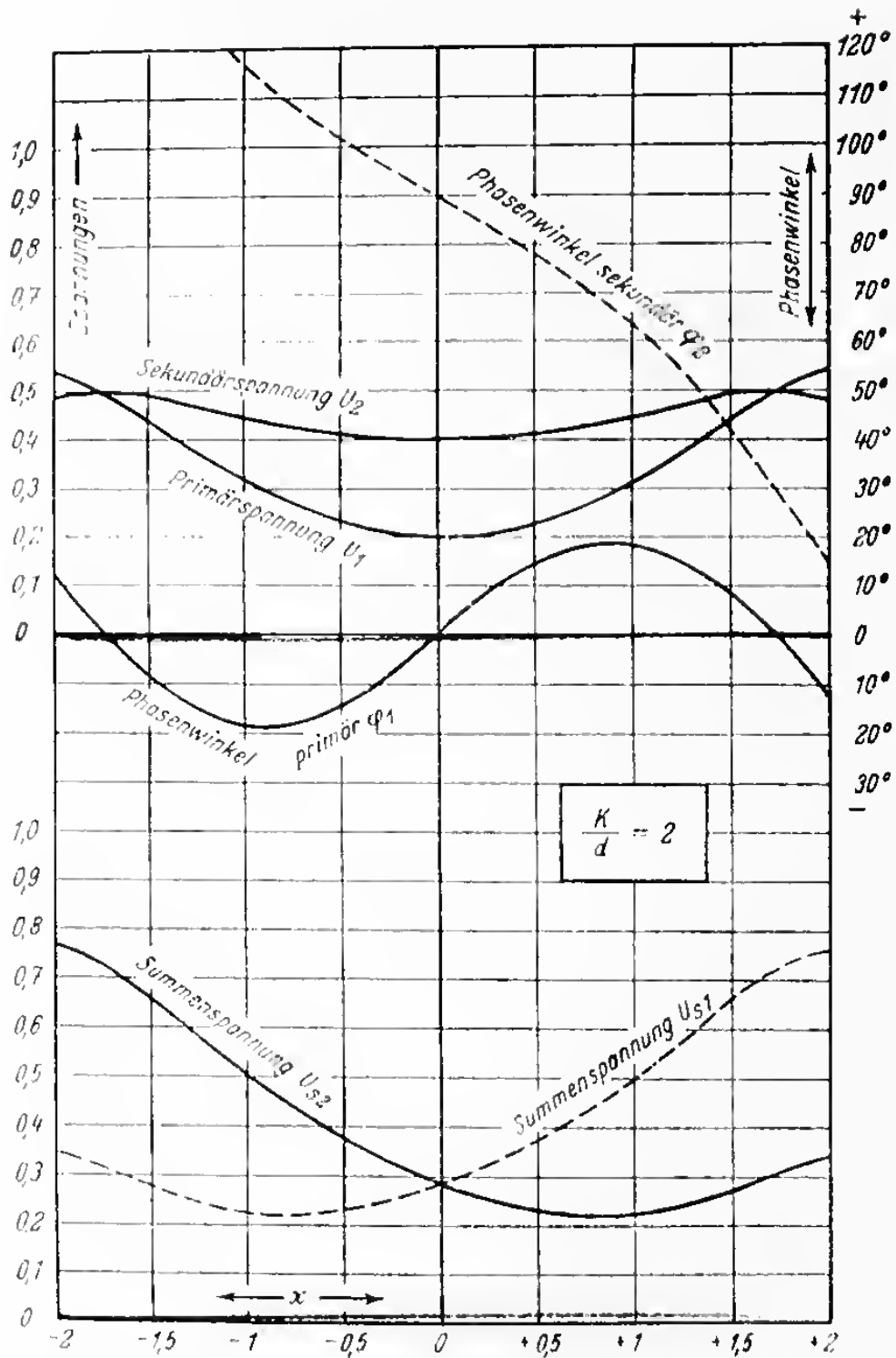


Bild 18. Verlauf der Spannungen und Phasenwinkel bei einer Anordnung nach Bild 14. Die Kopplung der beiden Abstimmkreise beträgt das Doppelte des kritischen Wertes

Der Riegler-Kreis

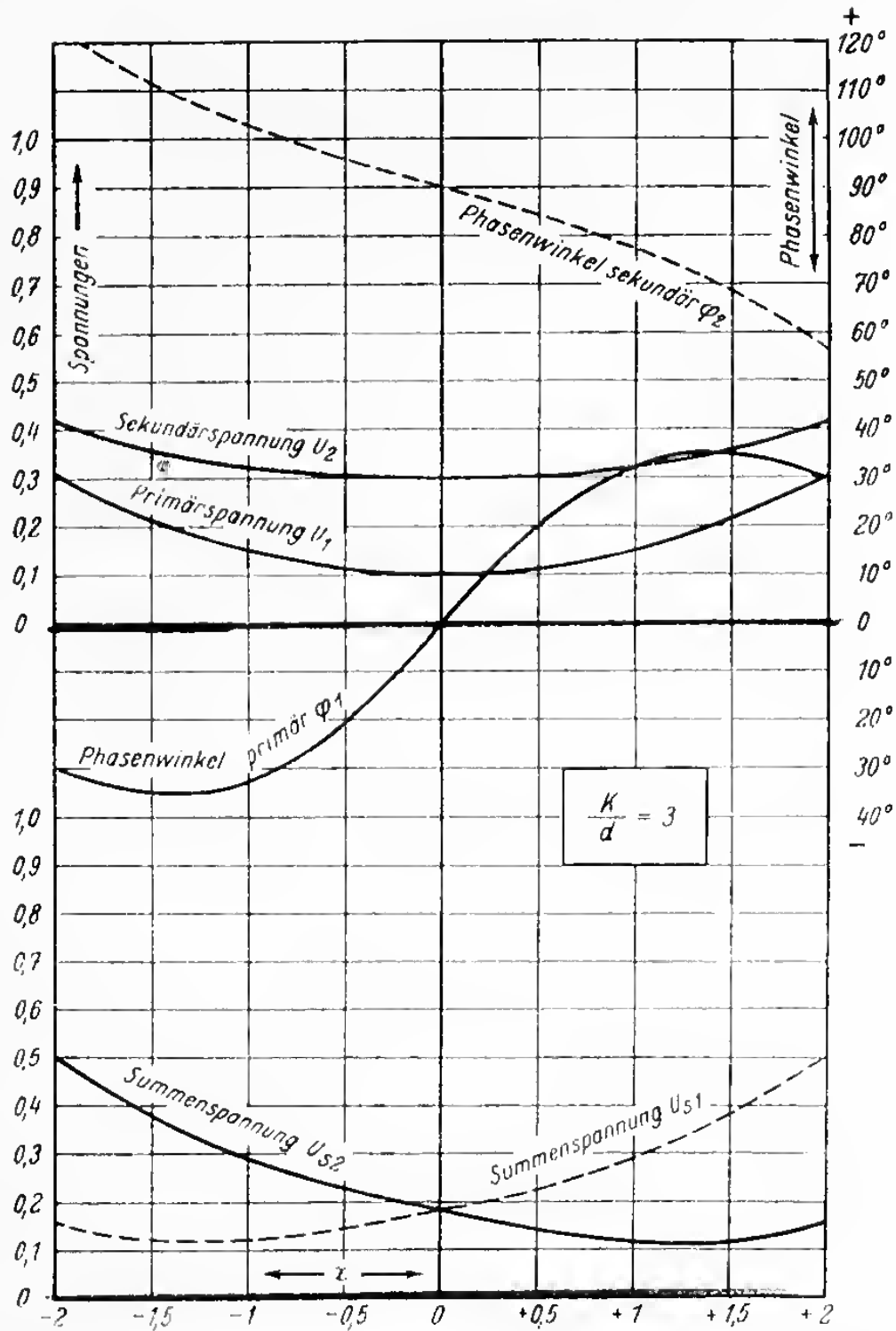


Bild 19. Verlauf der Spannungen und Phasenwinkel bei einer Anordnung nach Bild 14. Die Kopplung der beiden Abstimmkreise beträgt das Dreifache des kritischen Wertes

FM-Demodulatoren

$$U_0 = 0,001 \cdot 0,0055 \cdot \frac{6,28 \cdot 10,7 \cdot 10^6 \cdot 5 \cdot 10^{-6}}{0,02} = 92,4 \text{ mV}$$

Die Röhre EF 15 würde also mit einem solchen Einzelkreis eine Verstärkung von 92,4 ergeben.

Nach (1) und (2) ergibt sich ferner:

a) für 10,7 MHz:

$$y = 0$$

$$x = \frac{y}{d} = 0$$

b) für 10,8 MHz:

$$y = 0,0187$$

$$x = \frac{y}{d} = 0,935.$$

Da $\frac{K}{d} = \frac{0,02}{0,02} = 1$ angenommen wurde, können wir aus Bild 17 folgende relativen Spannungswerte ablesen:

a) für 10,7 MHz, d. h. für $x = 0$:

$$U_1 = U_2 = 0,5;$$

b) für 10,8 MHz, d. h. für $x = 0,935$:

$$U_1 = 0,627, U_2 = 0,46.$$

Durch Multiplikation mit U_0 erhalten wir schließlich die an den Abstimmkreisen tatsächlich zu erwartenden Spannungen:

a) für 10,7 MHz:

$$U_1 = U_2 = 92,4 \cdot 0,5 = 46,2 \text{ mV.}$$

b) für 10,8 MHz:

$$U_1 = 92,4 \cdot 0,627 = 57,9 \text{ mV,}$$

$$U_2 = 92,4 \cdot 0,46 = 42,5 \text{ mV.}$$

Die Selektion bei 100 kHz Verstimmung beträgt bei einem solchen Bandfilter auf die Sekundärseite bezogen also:

$$42,5 : 46,2 = 1 : 1,087.$$

Wie man sieht, lassen sich aus den Bildern 15 bis 19 mit geringem Rechenaufwand beliebige numerische Spannungs- und Selektionswerte ableiten. Für die weiteren Überlegungen soll jedoch die normierte Darstellungsart der besseren Übersichtlichkeit halber beibehalten werden.

In den Bildern 15 bis 19 sind die primären und sekundären Phasenwinkel so festgelegt, daß man die EMK im Anodenkreis einer vorgeschalteten Verstärkerröhre als Ausgangslage annimmt. Will man die Phasenverschiebung zwischen der Primär- und Sekundärspannung ermitteln, so muß man die Differenz $\varphi_2 - \varphi_1$ bilden. Man wird durch Vergleich leicht feststellen können, daß diese Differenz für alle Bilder jeweils den glei-

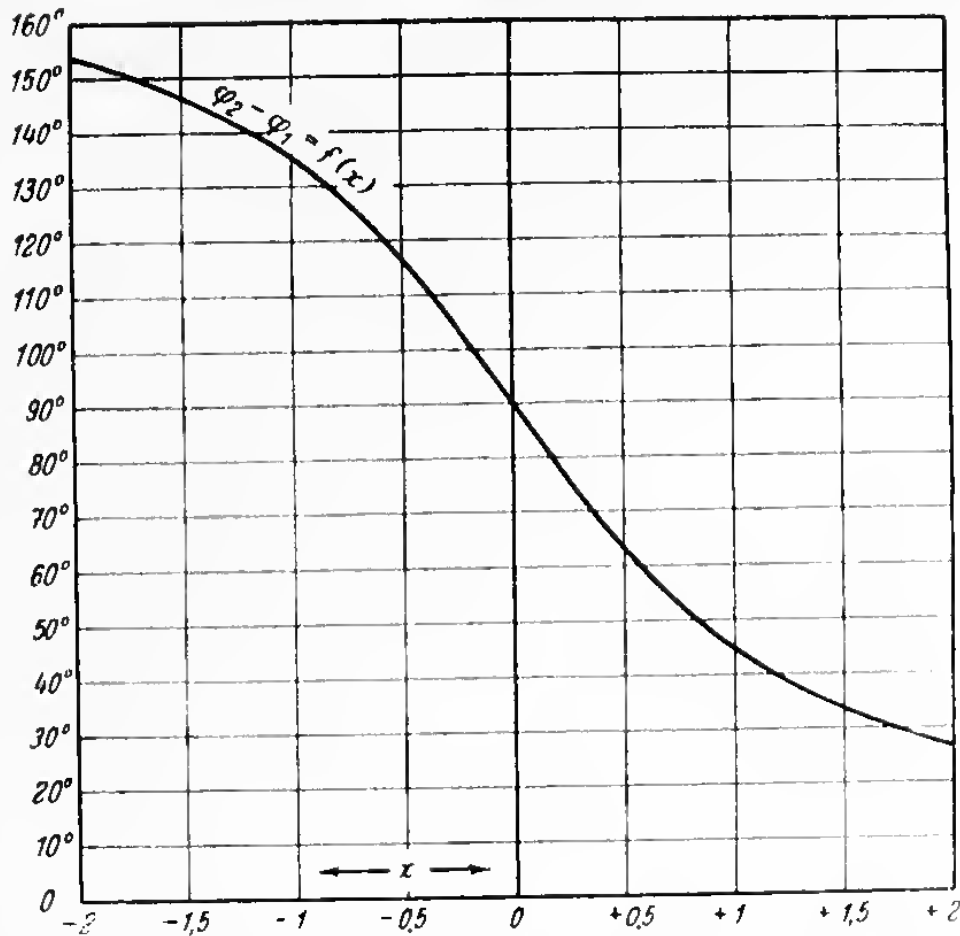


Bild 20. Die Phasenverschiebung zwischen der Primär- und der Sekundärspannung eines zweikreisigen Bandfilters in Abhängigkeit von der normierten Verstimmung

chen Wert ergibt. In normierter Darstellung ist also die Phasenverschiebung zwischen der Primär- und Sekundärspannung unabhängig von der Kopplung der beiden Abstimmkreise durch eine einzige Kurve — wie in Bild 20 — dargestellt. Da auf der Abszissenachse hier die normierte

Verstimmung $x = \frac{y}{d}$ aufgetragen wurde, ergibt sich als logische Folge, daß — für eine gegebene Verstimmung y gegen die Resonanzfrequenz — die Phasenverschiebung zwischen der Primär- und Sekundärspannung nur von der Kreisdämpfung d abhängt. Bild 20 ist deshalb mit einer um 90° verschobenen Phasenkurve von Bild 1 identisch.

Wie die Bilder 15 bis 19 ferner zeigen, ändert sich bei kleinen Verstimmungen gegen die Resonanzfrequenz weder der Primär- noch die Sekundärspannung wesentlich. Eine Flankengleichrichtung ist in diesem Gebiet also schlecht möglich. Dagegen zeigt Bild 20, daß die Änderung der Phasenverschiebung $\varphi_2 - \varphi_1$ um die Resonanzfrequenz am größten ist.

FM-Demodulatoren

Man kann diesen Phasengang — ähnlich wie die Flanke einer Resonanzkurve — dazu benützen, um in einer frequenzmodulierten Empfangsspannung eine zusätzliche Amplitudenmodulation hervorzurufen. Dazu muß man die Sekundär- mit der Primärspannung in Serie schal-

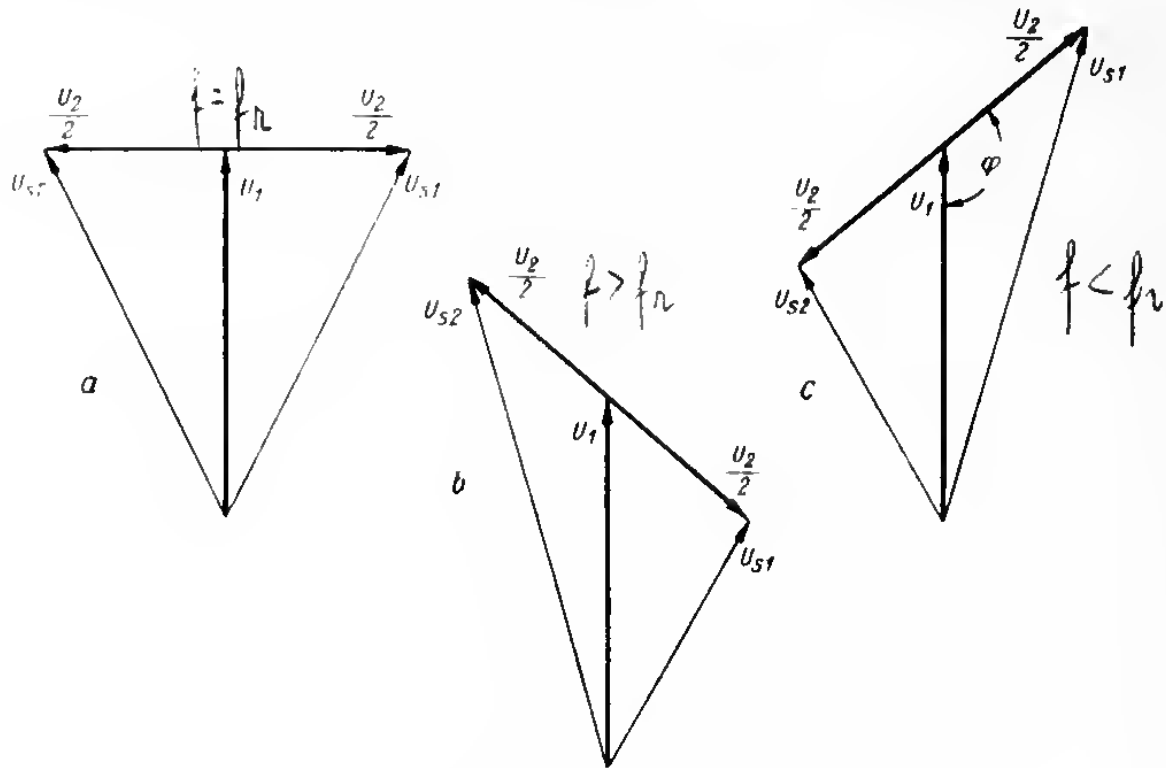


Bild 21. Vektorendiagramm eines Riegger-Gleichrichters

ten. Solche Anordnungen wird man praktisch stets als Gegentaktschaltungen ausführen und erhält auf diese Weise den Riegger-Kreis nach Bild 9. Hier addiert sich die Primärspannung vektoriell mit je einer Hälfte der Sekundärspannung. Man pflegt deshalb zur Erläuterung der Wirkungsweise des Riegger-Kreises ein Vektorendiagramm anzugeben, wie es in Bild 21a...c dargestellt ist. Bild 21a gilt für den Resonanzfall. U_2 steht dort senkrecht auf U_1 , den beiden Dioden werden zwei gleich große Summenspannungen U_{s1} und U_{s2} zugeführt. Bild 21b gilt für den Fall $f > f_r$ und Bild 21c für $f < f_r$. Die beiden Summenspannungen sind hier verschieden groß. Da die Gleichstromseiten der beiden Diodenstrecken entgegengesetzt gepolt sind, ergibt Bild 21a eine Ausgangsspannung 0, während bei Bild 21b und Bild 21c eine Richtspannung auftritt, deren Größe und Polarität sich mit der Verstimmung gegen die Resonanzfrequenz ändert.

Die Arbeitskennlinie eines Riegger-Gleichrichters

Ein Vektordiagramm der eben beschriebenen Art ist zwar sehr anschaulich, es kann jedoch nur eine grobe Annäherung an die tatsächlich bestehenden Verhältnisse darstellen. Es setzt nämlich voraus, daß U_1 und U_2 ihre Größe auch bei Verstimmung gegen die Resonanzfrequenz stets beibehalten. Dies ist aber auch bei kleinen Verstimmungen nur angenähert der Fall. Korrekte Ergebnisse erhält man nur, wenn man die Spannungsänderungen bei der Verstimmung nicht vernachlässigt. Man muß dann für jede Verstimmung die zugehörige Primärspannung mit der halben Sekundärspannung unter Berücksichtigung der Phasenverschiebung zusammensetzen. Dieses wurde in den Bildern 15 bis 19 durchgeführt und ergibt zwei neue Kurven, welche jeweils mit U_{s1} und U_{s2} bezeichnet sind und die relativen Summenspannungen darstellen, welche unter der Wirkung eines entsprechenden Frequenzhubs den Dioden D_1 und D_2 zugeführt werden. Je nach Richtung des Frequenzhubs ist die eine oder die andere Diodenspannung größer. Wenn man vom Wirkungsgrad der Gleichrichterstrecke absieht, ergibt sich durch die Gegeneinanderschaltung der beiden Dioden als Ausgangsspannung eines Riegger-Kreises:

$$U_{NI} = U_{s1} - U_{s2} \quad (16)$$

Bildet man diese Differenz, so erhält man schließlich die eigentliche Arbeitskennlinie des Riegger-Kreises. In Bild 22 bis 24 sind fünf solche Arbeitskennlinien für verschieden große Werte von $\frac{K}{d}$ in normierter Form dargestellt.

Diese Kennlinien stellen mit guter Annäherung die Richtspannung eines Riegger-Gleichrichters als Funktion des zugeführten Frequenzhubs dar. Man muß dabei allerdings beachten, daß die Bilder 22 bis 24 wieder nur relative Werte angeben. Um diesen Umstand zu berücksichtigen, wurde auf den Ordinatenachsen dieser Abbildungen nicht eine Spannung, sondern der Faktor β aufgetragen. Will man numerisch richtige Größen erhalten, so muß man diesen Faktor wieder mit der Spannung multiplizieren, die im Resonanzfall an einem gleichwertigen Einzelkreis auftreten würde. Zur Bestimmung der Richtspannung kann man also folgende Beziehung verwenden:

$$U_{NI} = u_R \cdot S \cdot \frac{\omega_r L_1}{d} \beta \quad (17)$$

Die Größe von β ist dabei den Bildern 22 bis 24 zu entnehmen. Die derart ermittelten Werte sind nur annähernd richtig, da sie den Spannungsabfall an den Gleichrichterstrecken nicht berücksichtigen.

Zur Modulationsumwandlung ist nur der annähernd lineare Bereich um den Nulldurchgang geeignet. Sobald man die Kennlinie so weit aussteuert, daß man in den Bereich einer merklichen Krümmung gelangt, treten auch merkbare Verzerrungen bei der Modulationswandlung auf. Als groben Richtwert kann man annehmen, daß der dadurch entstehende Klirrfaktor etwa ein Drittel der Abweichung der Kennlinie von einer Geraden beträgt. Steuert man also z. B. so stark aus, daß der Punkt der Kennlinie, der dem größten Frequenzhub zugeordnet ist, 6 % unter dem entsprechenden Punkt einer ideal geraden Kennlinie liegt, so muß man mit einem Klirrfaktor von etwa 2 % bei der Modulationsumwandlung rechnen.

Einfluß von Kopplung und Dämpfung auf den Kennlinienverlauf

Man sollte sich im Interesse einer verzerrungsfreien Wiedergabe stets bemühen, die Kennlinie des Modulationswandlers über einen möglichst großen Frequenzbereich weitgehend linear zu machen. Dazu gibt es zwei Wege:

1. Genügend feste Kopplung der beiden Abstimmkreise. Wie die Bilder 22 bis 24 zeigen, steigt die Größe des unnähernd linearen Bereichs mit fester werdender Kopplung an. Gleichzeitig vergrößert sich bis $\frac{K}{d} = 1$ auch die Steilheit der Kennlinie, der Wirkungsgrad des Modulationswandlers wird größer und damit auch die Verstärkung des ganzen Empfängers. Über $\frac{K}{d} = 1$ wird die Steilheit der Kennlinie wieder kleiner. Man darf die Kopplung deshalb nicht zu groß machen. Überdies zeigt es sich bei genauer Untersuchung, daß bei zu fester Kopplung der mittlere Teil der Kennlinie nicht mehr linear, sondern leicht gewellt verläuft. Bild 24 zeigt — bedingt durch die Wahl des Maßstabs — nur eine leichte Andeutung dieser Wellung. Die Vergrößerung der Kopplung erhält dadurch eine natürliche Grenze, man wird etwa bei $\frac{K}{d} = 1$ bis 1,5 meist ein Optimum erreichen.

2. Eine Vergrößerung der Dämpfung der Abstimmkreise bringt eine Verbesserung der Linearität mit sich. In normierter Darstellung drückt sich diese Maßnahme so aus, daß dem gleichen Frequenzhub ein kleinerer Wert von X entspricht. Nach (6) kann man die normierte Verstimmung X auch so schreiben:

$$X = \frac{2\Delta f}{df_r}$$

Wenn also die Resonanzfrequenz und der Frequenzhub unverändert bleiben, verkleinert sich bei steigender Dämpfung d der Wert von x . Der Maßstab des Frequenzhubs ändert sich, der lineare Bereich der

Tafel 2

Tafel 1

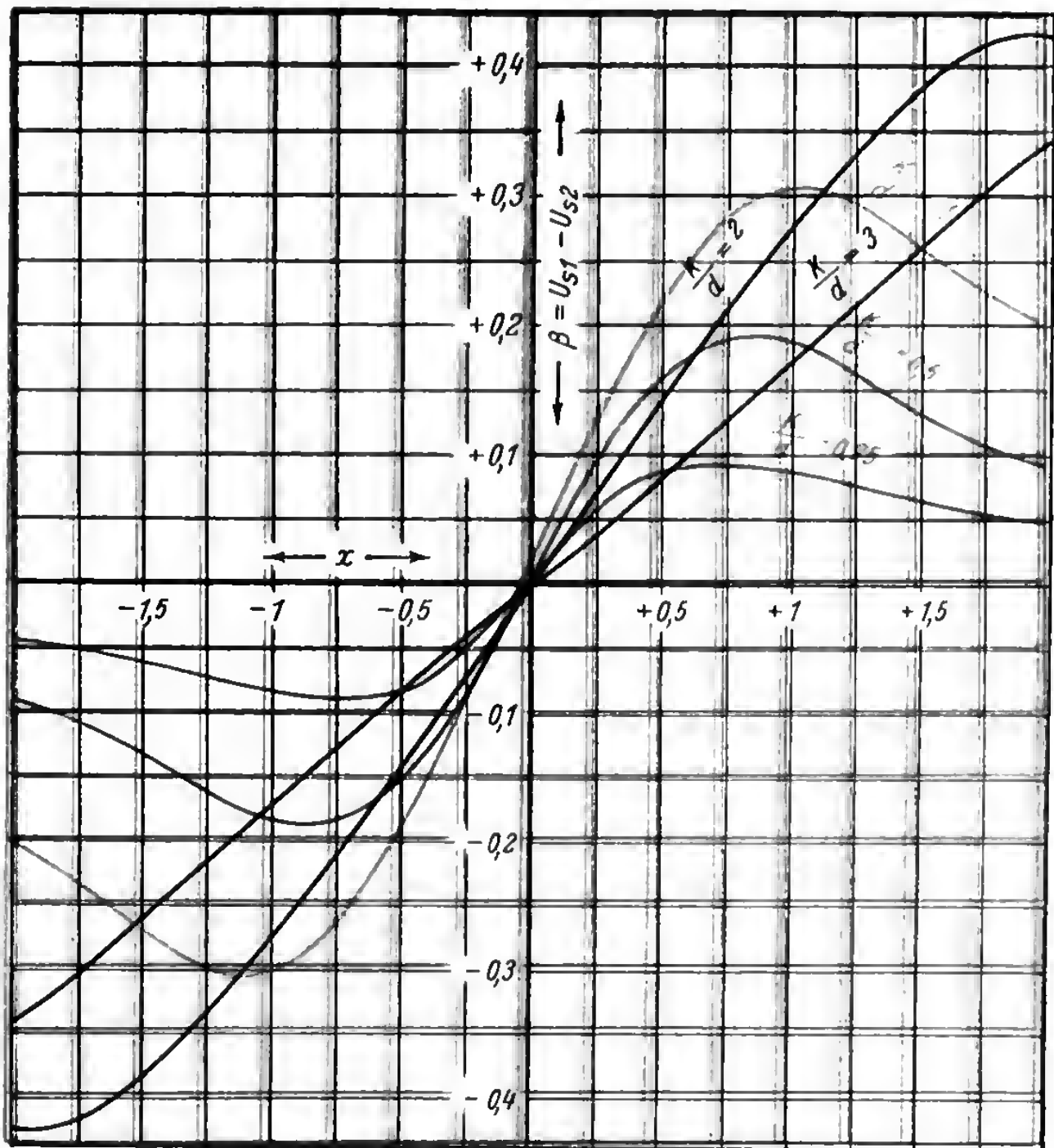


Bild 22. Arbeitskennlinien eines Riegger-Gleichrichters in normierter Darstellung. Die Kopplung der Wandlerkreise beträgt $\frac{1}{2}$, bzw. $\frac{1}{3}$ des kritischen Wertes

Bild 23. Arbeitskennlinien eines Riegger-Gleichrichters in normierter Darstellung. Die Wandlerkreise sind kritisch gekoppelt

Bild 24. Arbeitskennlinien eines Riegger-Gleichrichters in normierter Darstellung. Die Kopplung der Wandlerkreise beträgt das Doppelte bzw. das Dreifache des kritischen Wertes

Kennlinie wird größer. Selbstverständlich wird auch die Spannungsänderung für den gleichen Frequenzhub kleiner, der Wirkungsgrad des Modulationswandlers wird also kleiner, die Verstärkung des ganzen Empfängers sinkt ab.

Um einen möglichst günstigen Kompromiß zwischen Linearität und Richtspannung zu erreichen, sollte man bei der Dimensionierung eines Riegger-Gleichrichters deshalb stets so vorgehen, daß man die Kopplung zwischen den beiden Abstimmkreisen des Modulationswandlers so fest macht, daß eben noch keine merkliche Wellung in der Kennlinie und kein merklicher Empfindlichkeitsverlust auftreten. Sollte dann der annähernd lineare Bereich noch nicht genügend groß sein, so muß man die Kreise zusätzlich dämpfen. Andererseits kann man bei genügend großem linearen Bereich durch Verkleinern der Kopplung und der Dämpfung eine größere Richtspannung für einen gegebenen Frequenzhub und damit eine größere niederfrequente Ausgangsspannung erhalten.

Für hochwertige FM-Rundfunk-Gleichrichter wird man fordern müssen, daß die Kennlinie bei einem Frequenzhub von ± 100 kHz nicht mehr als 5...6 % von einer Geraden abweicht. Durch entsprechende Auswertung von Bild 23 kann man feststellen, daß bei $\frac{K}{d} = 1$ und einer Resonanzfrequenz von 10,7 MHz dieser Zustand etwa bei $x = 0,6$ erreicht wird. Dieser Wert gilt allerdings nur für zwei gleichartig aufgebaute Kreise. In der Praxis wird die Dimensionierung des Primär- und Sekundärkreises meist unterschiedlich vorgenommen. Solange die Dämpfungen der beiden Kreise nicht weit voneinander abweichen, kann man in einem solchen Fall eine mittlere Kreisdämpfung $d = \sqrt{d_1 d_2}$ zum Abschätzen der zu erwartenden Verhältnisse verwenden, ohne daß dadurch ein großer Fehler auftritt.

Man muß dabei natürlich mit Betriebsdämpfungen rechnen, also den Einfluß der angeschalteten Röhren berücksichtigen. Der innere Widerstand der vorgeschalteten Pentode ist in der Praxis meist zu vernachlässigen. Dagegen können die Gleichrichterstrecken merklich zur Erhöhung der Dämpfung der beiden Kreise beitragen. Dabei ist wieder zu beachten, daß diese dämpfende Wirkung sich ganz verschieden auf den Primär- und Sekundärkreis auswirkt. Vom Sekundärkreis aus gesehen, liegen beide Gleichrichterstrecken mit ihren Ableitwiderständen in Serie, für den Primärkreis erscheinen sie jedoch parallel geschaltet. Ist R der Ableitwiderstand einer Gleichrichterstrecke, so ist ihre dämpfende Wirkung im allgemeinen der eines Widerstandes mit der Größe $\frac{R}{2}$ gleichwertig (Abweichungen von dieser Regel treten bei kleinen Werten von R und bei kleinen Wechselspannungen auf). Das Anschalten von

Das günstigste Verhältnis der Sekundär- zur Primärspannung

zwei Gleichrichterstrecken mit den Ableitwiderständen R an einen Riegger-Kreis wirkt sich deshalb angenähert so aus, als ob dem Sekundärkreis ein Widerstand R und dem Primärkreis $\frac{R}{4}$ parallel liegen würde.

Außer dieser dämpfenden Wirkung der Gleichrichterstrecken können die Ableitwiderstände selbst den Primärkreis auch noch belasten, wenn sie ihm hochfrequenzmäßig parallel geschaltet sind. Der Primärkreis wird also in einer Schaltung nach Bild 9 insgesamt durch einen parallel liegenden Widerstand $\frac{R}{6}$ bedämpft. Es empfiehlt sich deshalb, bei einem Riegger-Gleichrichter die Widerstände R so groß zu wählen, als dies mit Rücksicht auf eine gute Wiedergabe der hohen Modulationsfrequenzen eben noch möglich erscheint. 100 k Ω ist ein üblicher Wert.

Die direkt hochfrequenzdämpfende Wirkung der zum Primärkreis parallel liegenden Widerstände (nicht aber die Dämpfung infolge der Belastung durch die Gleichrichterschaltung) kann man dadurch praktisch beseitigen, daß man in die Verbindungsleitung vom Mittelpunkt der Sekundärspule zum Verbindungspunkt A der beiden Ableitwiderstände eine für die Zwischenfrequenz genügend wirksame Drossel legt. Der Primärkreis wird dann nur noch durch die beiden Gleichrichterstrecken mit einem $\frac{R}{4}$ gleichwertigen Betrag belastet.

Das günstigste Verhältnis der Sekundär- zur Primärspannung

Ein guter FM-Gleichrichter soll aus der ihm zugeführten Hf-Spannung eine möglichst große Nf-Spannung ableiten. In den Bildern 22 bis 24 ist die Steilheit der Kennlinie unmittelbar ein Maß für die einem Riegger-Gleichrichter entnehmbare Nf-Spannung. Die dort dargestellten Kennlinien gelten jedoch nur für den Fall, daß beide Abstimmkreise des Modulationswandlers gleichartig aufgebaut sind. Es wäre also zu überprüfen, ob z. B. ein verschiedenes großes L/C-Verhältnis in den beiden Abstimmkreisen eine Vergrößerung der abgegebenen Nf-Spannung zur Folge hat.

Man geht bei einer solchen Überlegung am besten von einem Vektordiagramm wie in Bild 21 aus. Dabei sei zunächst angenommen, daß der Modulationswandler nur wenig angesteuert wird, so daß innerhalb des vorkommenden Frequenzhubes die Primär- und Sekundärspannung in ihrer Größe konstant bleiben. Der Frequenzhub hat deshalb praktisch nur eine Änderung der Phasenlage (also des Winkels φ in Bild 21c) zur Folge. Man vereinfacht dadurch die anschließenden Überlegungen und kann das dabei gewonnene Ergebnis ohne weiteres später auch auf den ganzen linearen Bereich der Kennlinie übertragen.

Die vom Gleichrichter abgegebene Nf-Spannung ist in erster Annäherung der Differenz der beiden Spannungen $U_{s1} - U_{s2}$ proportional. Setzt man $\frac{U_2}{2} = \alpha U_1$, so läßt sich nach dem Cosinussatz leicht errechnen:

$$U_{Nf} = U_{s1} - U_{s2} = U_1 (\sqrt{\alpha^2 - 2\alpha \cos \varphi + 1} - \sqrt{\alpha^2 + 2\alpha \cos \varphi + 1}).$$

Solange $\cos \varphi$ merklich kleiner als 1 bleibt, kann man diese Gleichung mit guter Annäherung auch so darstellen:

$$|U_{Nf}| = 2U_1 \cos \varphi \frac{\alpha}{\sqrt{1 + \alpha^2}} \quad (18)$$

Da U_1 als konstant angenommen wurde und φ nur vom Frequenzhub und der Dämpfung des Sekundärkreises abhängt, bestimmt der Faktor

$$\frac{\alpha}{\sqrt{1 + \alpha^2}}$$

die Größe der vom Gleichrichter abgegebenen Niederfrequenzspannung. Die Abhängigkeit dieses Faktors von α ist in Bild 25 dargestellt. Seine

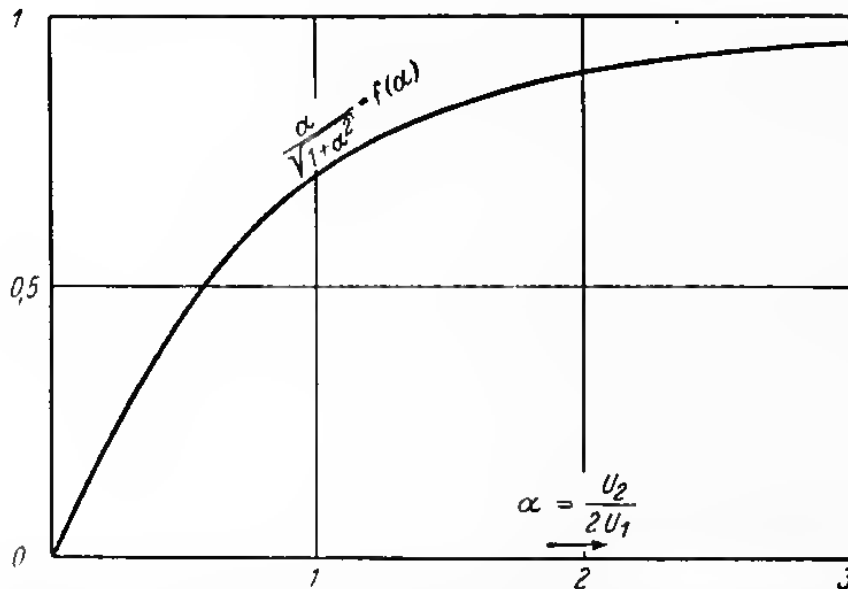


Bild 25. Zusammenhang zwischen den Hochfrequenzspannungen an den Wandlerkreisen und der abgegebenen Nf-Spannung bei einem Riegger-Gleichrichter. Der Wirkungsgrad der Gleichrichterstrecken wurde hier mit 100% angenommen

Größe nähert sich bei steigenden Werten von α dem Wert 1. Macht man $\alpha = \infty$, also U_2 sehr viel größer als U_1 , so erhält man die größte Nf-Spannung, die ein Riegger-Gleichrichter abgeben kann, mit:

$$U_{Nf} = 2 U_1 \cos \varphi \quad (19)$$

Das günstigste Verhältnis der Sekundär- zur Primärspannung

Aus Bild 25 sieht man jedoch, daß es keinen Sinn hat, α sehr groß zu wählen. So werden z. B. bei $\alpha = 1$ etwa 70 % und bei $\alpha = 2$ bereits rund 90 % der größten überhaupt möglichen Nf-Spannung erreicht.

In der Praxis des Empfängerbaues macht es überdies meist Schwierigkeiten, Werte von $\alpha = 1$ zu erreichen oder gar zu überschreiten. Man kann zwar die Selbstinduktion des Sekundärkreises groß machen und die Kapazität entsprechend verkleinern. Es erfolgt dann eine Aufwärtstransformation, da die Sekundärspannung dem Wert $\sqrt{L_2/L_1}$ proportional ist. Gleichzeitig steigt jedoch bei Vergrößerung von L_2 die Dämpfung des Sekundärkreises an. Dieser Dämpfungsanstieg begrenzt das Ergebnis der Transformation.

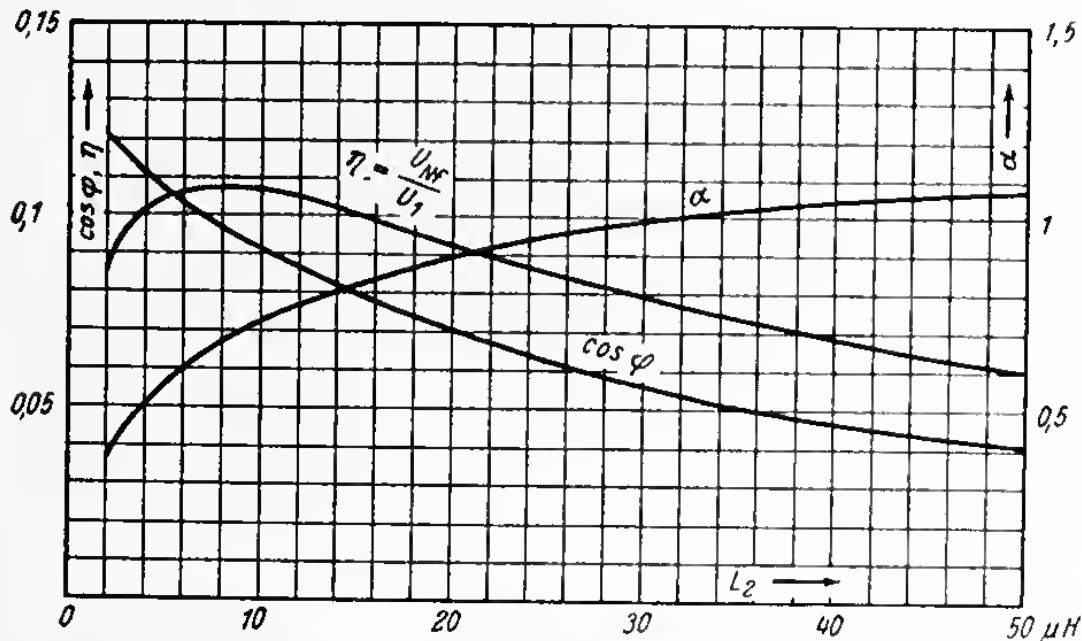


Bild 26. Spannungsübersetzung und Phasenverschiebung im Modulationswandler sowie abgegebene Nf-Spannung in Abhängigkeit von der Selbstinduktion des Sekundärkreises.

Der Wirkungsgrad der Gleichrichterstrecken wurde mit 100% angenommen.

Der Berechnung wurde ein Frequenzhub von etwa $\pm 10,7$ kHz bei $f_r = 10,7$ MHz zugrunde gelegt (entsprechend $y = 0,2\%$)

In Bild 26 sind die Verhältnisse dargestellt, mit welchen man bei einer Zwischenfrequenz von 10,7 MHz und Diodenlastwiderständen von je 100 k Ω rechnen muß. Es wird dabei angenommen, daß der Primärkreis in allen Fällen eine Selbstinduktion von 8 μH bei einer natürlichen Kreisdämpfung von 1,5 % besitzt. Durch die angeschalteten Diodenstrecken steigt diese Dämpfung im Betrieb auf 3,65 % an. Ferner wurde ungenommen, daß der Sekundärkreis in allen Fällen ebenfalls mit einer natürlichen Dämpfung von 1,5 % hergestellt werden kann. Seine Betriebsdämpfung wird durch diese Festlegung und durch den Einfluß der angeschalteten Gleichrichterstrecken bestimmt. Ferner soll die Kopplung

zwischen den beiden Abstimmkreisen des Modulationswandlers bei allen Änderungen von L_2 stets so eingestellt werden, daß

$$\frac{K}{\sqrt{d_1 d_2}} = 1$$

bleibt. Alle diese Annahmen wurden deshalb gemacht, damit immer die größte überhaupt mögliche Niederfrequenzspannung bei einer gegebenen Hf-Spannung erzielt werden kann.

Vergrößert man die sekundäre Selbstinduktion, so steigt α zunächst verhältnismäßig schnell an, erreicht jedoch bei etwa $L_2 = 32 \mu\text{H}$ (entsprechend $L_2 = 4 L_1$) mit t einen Wert, der sich bei weiterer Vergrößerung von L_2 nur noch unwesentlich ändert.

Gleichzeitig tritt jedoch noch ein zweiter Effekt auf. Bei steigender Dämpfung des Sekundärkreises wird bei einem gegebenen Frequenzhub die Phasendrehung zwischen der Primär- und Sekundärspannung kleiner. Damit wird auch $\cos \varphi$ und somit nach (18) die abgegebene Nf-Spannung wieder kleiner. Durch diese Gegenläufigkeit von α und $\cos \varphi$ ergibt sich ein Maximum der Nf-Spannung bei $L_2 = L_1$. Nach Bild 26 ist dieses Maximum relativ breit. Man kann das Verhältnis $L_2:L_1$ zwischen 0,5 und 2 verändern, ohne daß die abgegebene Nf-Spannung um mehr als etwa 8 % von ihrem größten Wert abfällt. Man wählt deshalb L_2 in der Praxis meist etwas kleiner als L_1 und erreicht auf diese Weise ohne merklichen Empfindlichkeitsverlust eine größere Stabilität des Sekundärkreises. Dieser Gesichtspunkt ist wichtig, da die Abstimmung eines genügend breitbandig ausgelegten FM-Empfängers wesentlich nur durch die Oszillatorfrequenz und durch die Resonanzfrequenz des Sekundärkreises im Modulationswandler bestimmt wird.

Die Selbstinduktion des Primärkreises wird man im allgemeinen so groß wie möglich wählen. Die Verstärkung der vorgeschalteten Röhre und damit auch die abgegebene Nf-Spannung steigen mit wachsendem L_1 monoton an. Ein Optimum, wie bei Veränderung des Verhältnisses $L_2:L_1$ tritt hier nicht auf.

Symmetrie des Aufbaues

Ist der Sekundärkreis nicht genau in seiner elektrischen Mitte angezapft, so treten dadurch verschiedene unerwünschte Effekte auf.

Zunächst einmal fällt dann der Nulldurchgang der Gleichrichter Kennlinie nicht mehr mit der Resonanzfrequenz des Sekundärkreises zusammen. Man kann zwar durch entsprechendes Nadistimmen dieses Kreises einen Nulldurchgang für eine bestimmte Frequenz erzwingen, die Kennlinie wird dann jedoch unsymmetrisch um den Nullpunkt.

Zum anderen wird der annähernd lineare Bereich der Kennlinie durch jede Unsymmetrie verkleinert, der Modulationswandler läßt sich bei

sonst gleichen Eigenschaften nicht mehr ebenso weit aussteuern wie bei symmetrischem Aufbau.

Unsymmetrierte Anzapfung oder Belastung durch verschieden große Blind- oder Wirkwiderstände der angeschlossenen Gleichrichterstrecken hat ferner auch eine zusätzliche Kopplung der beiden Abstimm-

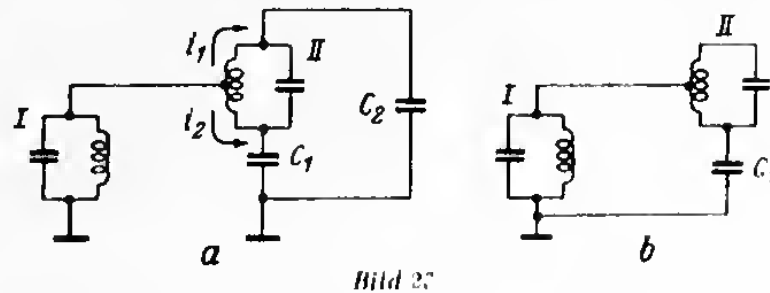


Bild 27

kreise zur Folge. Bild 27a soll diese Tatsache erläutern. Der Kreis I schickt als Generator die beiden Hf-Ströme i_1 und i_2 in den Kreis II und anschließend in die beiden Gleichrichterstrecken, welche hier durch die Kapazitäten C_1 und C_2 dargestellt werden. Wenn der Anzapfpunkt am Kreis II symmetrisch liegt und beide Ströme gleich groß sind, heben sich ihre Wirkungen auf. Die Hf-Spannung am Kreis II wird dann nur durch die Größe der induktiven Kopplung zwischen I und II bestimmt. Liegt der Anzapfpunkt an II jedoch unsymmetrisch oder sind C_1 und C_2 verschieden groß, so tritt zwischen I und II zusätzlich eine in ihrem Charakter kapazitive Kopplung auf.

Für den Grenzfall kann man annehmen, daß eine der beiden Kapazitäten (z. B. C_2) überhaupt nicht vorhanden ist. Die bisherige Schaltung ist dann in eine Anordnung nach Bild 27b übergegangen, welche besonders deutlich das Bestehen einer zusätzlichen kapazitiven Kopplung zeigt.

Man muß deshalb einen Riegger-Kreis stets besonders sorgfältig aufbauen, wenn man saubere Verhältnisse erzielen will. Auch die angeschlossenen Diodenstrecken sollen symmetrisch aufgebaut sein und in ihren Kapazitäten möglichst wenig voneinander abweichen.

Symmetrie muß jedoch auch für die Gleichstromseite des Gleichrichters gefordert werden. Deshalb müssen die Kennlinienfelder der beiden Gleichrichterstrecken gut symmetrisch sein. Besteht eine solche Symmetrie nicht, so kann man zwar einen sauberen Nulldurchgang für die Resonanzfrequenz dadurch erreichen, daß man die beiden Ableitwiderstände R verschieden groß macht; diese Möglichkeit besteht jedoch immer nur für eine bestimmte Hochfrequenzspannung. Sobald sich der Pegel ändert, verschieben sich die Voraussetzungen für einen solchen

Ausgleich. Man kann dann feststellen, daß sich die Nullstelle des Gleichrichters bei Veränderung der Eingangsspannung verlagert.

Besteht in einem an sich sauber aufgebauten Riegger-Gleichrichter jedoch von Anfang an die Tendenz zu einer solchen Nullpunktverlagerung, so kann man manchmal durch ungleich große Ableitwiderstände eine Kompensation dieses Effektes erreichen. Für jeden Fall ist dieses Mittel jedoch immer nur mit Vorsicht zu gebrauchen.

4. Störnstand eines FM-Gleichrichters

Jeder HF-Gleichrichter besitzt Einfluß auf das Rauschen des Empfängers. So ist es z. B. bei AM-Empfang eine bekannte Erscheinung, daß sich das Empfängerrauschen vergrößert, wenn man einen schwachen Sender abstimmt. Dieser Rauschanstieg ist durch eine Änderung im Wirkungsgrad des Gleichrichters zu erklären. Solange kein Träger vorhanden ist, ersetzt ihn eine an der richtigen Stelle liegende Rauschfrequenz. Da dieser Ersatzträger jedoch sehr schwach ist, arbeitet die Gleichrichterstrecke in einem Punkt geringer Steilheit. Der Empfänger ist in einem solchen Zustand verhältnismäßig unempfindlich, das an sich vorhandene Rauschen tritt deshalb nur wenig in Erscheinung. Sobald jedoch ein Träger einfällt, verschiebt sich der Arbeitspunkt des Gleichrichters nach Gebieten größeren Wirkungsgrades, und das Rauschen wird dadurch angehoben. Von jetzt an wird der Rauscheindruck nur noch vom Verhältnis der Nutz- zur Störspannung bestimmt. Je stärker der empfangene Sender einfällt, desto ruhiger ist deshalb der akustische Hintergrund.

Während der eben beschriebene Vorgang nur eine indirekte Beeinflussung des Empfängerrauschens darstellt, kann der Gleichrichter in anderen Fällen auch das Verhältnis Nutz- zu Störspannung verändern. So entstehen z. B. in einem Empfänger, dessen hochfrequente Bandbreite wesentlich größer als der Hörbereich ist, im Gleichrichter hörbare Kombinationstöne auch zwischen solchen Teilen des Rauschspektrums, die an sich außerhalb der niederfrequenten Bandbreite liegen. Der dadurch bedingte Rauschzuwachs wird um so größer, je kleiner das Verhältnis zwischen Nutzträger und Rauschspannung am Eingang des Empfängers ist. Letzten Endes ist jedoch dieser Einfluß des Gleichrichters verhältnismäßig klein; er wird in der Praxis den Faktor 2 wohl niemals überschreiten.

Ein FM-Empfänger ohne Begrenzer und ohne symmetrischen Gleichrichter verhält sich in bezug auf Rauschen im Grunde nicht anders als ein AM-Empfänger. Benützt man einen Flankengleichrichter, so ist wegen der geringen erzielbaren Steilheit der Umwandlerkennlinie der Rauschabstand schlechter als bei einem gleichwertigen AM-Empfänger.

Bei Verwendung eines Begrenzers ergibt sich eine Beeinflussung der Rauschverhältnisse, welche in diesem Heft getrennt besprochen wird¹⁾. Bei Verwendung eines idealen Begrenzers gelten die dort dargestellten Verhältnisse für einen beliebigen Gleichrichter.

Ein symmetrischer FM-Gleichrichter bringt auch ohne vorgeschalteten Begrenzer eine merkliche Störbefreiung mit sich. Diese Störunterdrückung ist dann besonders auffällig, wenn der empfangene Sender nicht moduliert ist und genau auf den Nulldurchgang der Gleichrichterkennlinie abgestimmt wurde. Ein einfallendes Rauschspektrum stört dann in bereits beschriebener Weise zunächst durch seine zusätzliche Frequenzmodulation. Der Verbesserungsfaktor für diese Art von Störungen beträgt (bei Vernachlässigung der zusätzlichen Kombinationstonbildung im Gleichrichter) gegen einen gleichwertigen AM-Empfänger wieder $\frac{1}{3} m^2$, wenn m das Verhältnis des Senderhubes zur hochfrequenten Bandbreite bedeutet.

Wenn vor dem Gleichrichter kein Begrenzer liegt, so kommen zu diesen Frequenzstörungen noch Restbeträge der ursprünglichen Amplitudenstörungen hinzu. Die Verschlechterung des Rauschabstandes beträgt dadurch bei einem idealen Gleichrichter und symmetrischer Wandlerkennlinie 1:2 in der Leistung, bzw. $1:\sqrt{2}$ in der Spannung. Diese verhältnismäßig günstigen Ergebnisse erhält man für einen symmetrischen Gleichrichter jedoch nur bei genauer Abstimmung und bei unmodulierter Empfangswelle, also in den Sendepausen. Sobald der empfangene Sender frequenzmoduliert wird, verschiebt sich seine Welle dauernd um den Punkt des Nulldurchgangs der Gleichrichterkennlinie. Je größer diese Verschiebung wird, desto größer wird auch der Rauschpegel. Da aber gleichzeitig die Nutzspannung ansteigt, ergibt sich letzten Endes bei Vorhandensein von Modulation doch ein günstigerer akustischer Eindruck als in den Sendepausen.

5. Zur Frage der Amplitudenbegrenzung in FM-Rundfunkempfängern

Es ist bekannt, daß man die Vorzüge der Frequenzmodulation nur dann voll ausnützen kann, wenn der verwendete Empfänger eine genügend wirksame Amplitudenbegrenzung besitzt. Daß auch ein hochwertiger FM-Gleichrichter auf AM-Störungen anspricht, kann man aus den Vektordringrammen Bild 2tb und 2te leicht verstehen. Schwankt in den dort dargestellten Fällen die Größe der Empfangsspannung, so ändern sich auch U_1 und U_2 . Bei Auftreten von „Aufwärts-AM“ werden also U_1 und U_2 im Takt der Störung vergrößert, bei „Abwärts-AM“ da-

¹⁾ Siehe Aufsatz „Die Rauschmodulation des FM-Empfängers“ Seite 118.

gegen verkleinert. Im allgemeinen werden sich U_1 und U_2 in gleichem Verhältnis und im gleichen Sinn ändern. Eine zusätzliche Phasenverschiebung tritt dann nicht auf, die dargestellten Vektordiagramme werden unter dem Einfluß der Störung also nur im ganzen vergrößert oder verkleinert. U_{s1} und U_{s2} ändern sich deshalb in gleichem Maße wie U_1 und U_2 . Da aber nach (16) die vom Gleichrichter abgegebene Spannung der Differenz $U_{s1} - U_{s2}$ proportional ist, wird sich die dem Niederfrequenzverstärker zugeführte Spannung so stark ändern, wie dies der Modulation des empfangenen Trägers durch die Störung entspricht.

In FM-Empfängern der „klassischen“ Bauart wird deshalb meist der Arbeitspunkt der letzten Zf-Röhre (manchmal auch der beiden letzten Zf-Stufen) so gelegt, daß diese Röhre schon durch kleine Gitterwechselspannungen übersteuert wird. Wenn die Empfangsspannung so groß ist, daß dieser Übersteuerungspunkt mit Sicherheit überschritten wird, so bleibt bei richtiger Wahl des Arbeitspunktes die von solchen „Begrenzerstufen“ abgegebene Zf-Spannung in weiten Grenzen konstant. Dem anschließenden FM-Gleichrichter wird also auch bei Schwanken der Empfangsspannung oder bei Vorhandensein von AM-Störungen praktisch stets die gleiche Zf-Spannung zugeführt; er kann nur noch auf Frequenzschwankungen ansprechen.

Solche „Pentodenbegrenzer“ sind leicht zu dimensionieren und arbeiten sehr verläßlich. Dagegen verteuern sie aus folgenden Gründen den Empfänger nicht unwesentlich:

1. Die Forderungen nach guter Begrenzerwirkung und guter Stufenverstärkung widersprechen einander. Wählt man den Arbeitspunkt nur mit Rücksicht auf beste Begrenzereigenschaften, so sinkt die Verstärkung der verwendeten Röhre merklich ab.

2. Die Kennlinien üblicher Verstärkerröhren besitzen keine wirklich scharfen Knickstellen. Es sind stets Spannungsänderungen in der Größenordnung von etwa 1 Volt notwendig, damit eine merkliche Verschiebung des Arbeitspunktes eintritt. Die natürliche Folge dieser Tatsache ist, daß auch eine merkliche Begrenzerwirkung erst bei Gitterwechselspannungen von etwa 1 Volt aufwärts zu erreichen ist. Man muß also eine genügend große Hf- bzw. Zf-Verstärkung vor die Begrenzerstufe legen, damit diese auch beim Empfang schwacher Sender wirksam ist. Diese Verstärkung muß mindestens zehnmal größer sein, als für das Ansprechen eines Gleichrichters ohne vorgeschalteten Begrenzer notwendig wäre.

Es ist deshalb bei FM-Rundfunkempfängern durchaus üblich, auf eine eigene Begrenzerstufe zu verzichten und dafür den Gleichrichter so aufzubauen, daß er in sich als Begrenzer arbeitet. Es ist jedoch auch bei Verwendung eines solchen Gleichrichters vorteilhaft, die letzte Zf-

Zur Frage der Amplitudenbegrenzung

Stufe so zu schalten, daß sie zusätzlich zu begrenzen beginnt, sobald die Empfangsspannung einen gewissen Wert überschreitet. Natürlich kann man es nicht vermeiden, daß dadurch die Stufenverstärkung in gewissem Umfang absinkt. Man kann jedoch den Arbeitspunkt so legen, daß der Verstärkungsverlust in mäßigen Grenzen bleibt und die Röhre trotzdem verhältnismäßig leicht übersteuert werden kann. Man erhält auf diese Weise zwar keinen hochwertigen Pentodenbegrenzer, erreicht aber in vielen Fällen eine durchaus beachtliche Vergrößerung der gesamten Begrenzerwirkung.

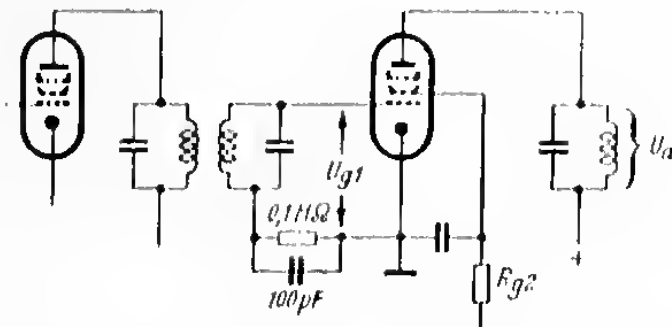


Bild 28

Für eine solche Stufe kommen in erster Linie die Röhrentypen EF 80, EF 14 und EBF 15 in Frage. Da eine Übersteuerung schon bei möglichst kleinen Zi-Spannungen auftreten soll, wird man ohne Gittervorspannung arbeiten und das Steuergitter über einen Widerstand direkt mit der Katode

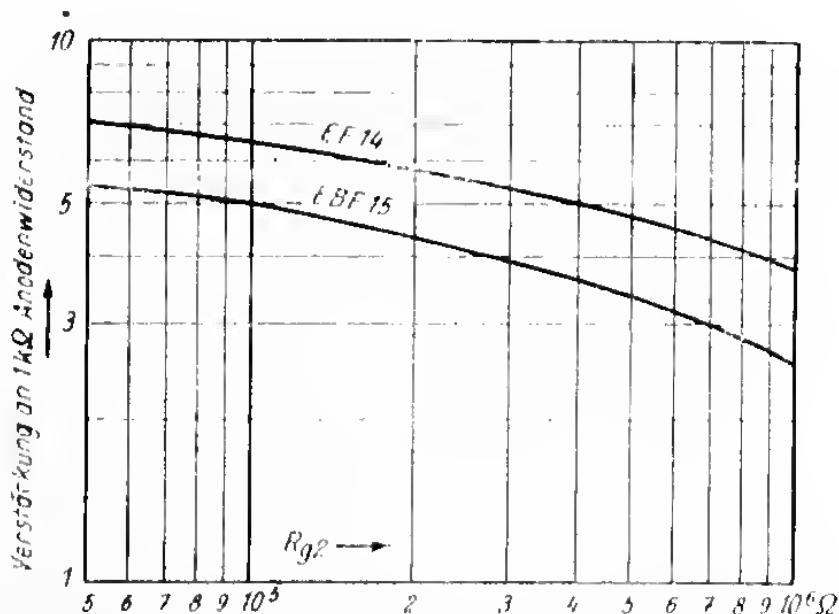


Bild 29. Verstärkung an 1 k Ω Anodenwiderstand in einer Schaltung nach Bild 28

FM-Demodulatoren

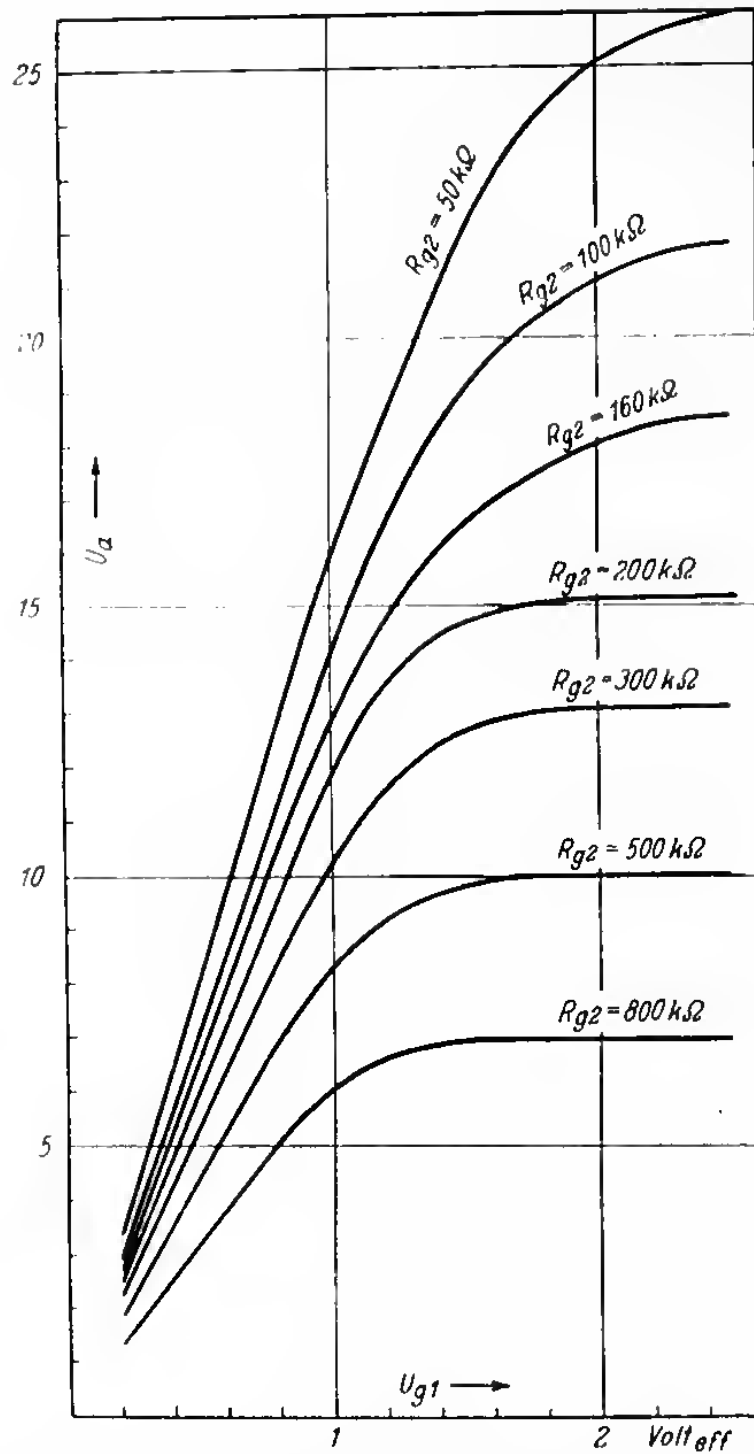


Bild 30. Begrenzerkennlinien der Röhre EF 14 in einer Schaltung nach Bild 28

verbinden. Es ergibt sich auf diese Weise eine Anordnung nach Bild 28. Wichtig ist es vor allem, daß die Zeitkonstante der R/C-Kombination im Gitterkreis genügend klein gehalten wird. Werte von 100 k Ω und 100 pF sollten deshalb nicht überschritten werden. Durch Wahl des Schirmgitterwiderstandes kann man dann einen Kompromiß zwischen den Begrenzer- und Verstärkereigenschaften der Stufe eingehen. In Bild 29 ist dargestellt, welche Verstärkung man in Abhängigkeit vom Schirmgitterwiderstand bei kleinen Hf-Spannungen (bis etwa 50 mV) erwarten kann. Die Bilder 30 und 31 zeigen die zugehörigen Begrenzerkennlinien.

Alle Kurven wurden mit einer Batteriespannung von 230 Volt²⁾ aufgenommen. Soll die gleiche Röhre auch für AM-Empfang verwendet werden, so empfiehlt sich beim Bereichswchsel eine Umschaltung des Schirmgitterwiderstandes auf kleinere Werte, damit der Arbeitshereich genügend weit linear bleibt.

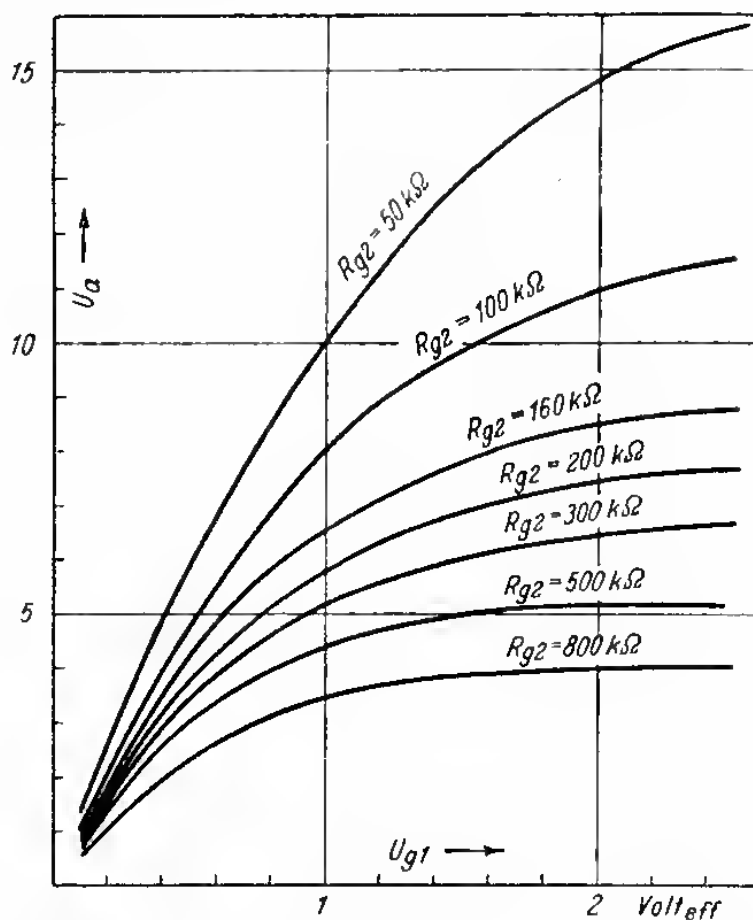


Bild 31. Begrenzerkennlinien der Röhre EBF 15 in einer Schaltung nach Bild 28

²⁾ Bei kleineren Anodenspannungen verlaufen zwar die Begrenzerkennlinien etwas günstiger, die Verstärkung sinkt dann jedoch mehr ab, als in Bild 29 dargestellt ist.

6. Der Verhältnisleichrichter (Ratiodetektor)

Der Verhältnisleichrichter ist eine Abart des Riegger-Gleichrichters, der in sich eine beachtliche Begrenzerwirkung entwickelt und dadurch die Verwendung einer vorgeschalteten Begrenzerstufe überflüssig macht. Erreicht wird diese Begrenzerwirkung durch zwei Maßnahmen:

1. Der Ladekondensator des Gleichrichters wird so groß gewählt, daß die Zeitkonstante der Gleichrichterlast etwa 0,1...0,2 Sekunden beträgt. Bei kurzzeitigen Amplitudenänderungen der zugeführten Hf-Spannung bleibt dann die Richtspannung praktisch unverändert. Die Gleichrichterstrecken stellen dadurch für die angeschlossenen Abstimmkreise keinen konstanten Dämpfungswiderstand dar. Bei steigender Hf-Spannung sinkt der Widerstand der Gleichrichterstrecken, bei fallender Hf-Spannung steigt er dagegen an. Diese Widerstandsänderungen wirken einer jeden Amplitudenänderung entgegen, die so schnell verläuft, daß ihr die Kondensatorspannung nicht zu folgen vermag.

2. Die Ableitwiderstände der Gleichrichterstrecken werden klein gewählt. Dadurch werden die angeschlossenen Abstimmkreise auch ohne Vorhandensein von Amplitudenmodulation verhältnismäßig stark vorbedämpft. Jede Änderung im Widerstand der Gleichrichterstrecke wirkt sich besonders stark aus. Der unter 1. beschriebene Effekt wird dadurch im Endergebnis vergrößert.

In üblichen Schaltungen wird die von einem Gleichrichter gelieferte Nf-Spannung an seinem Ableitwiderstand abgegriffen. Da bei einem Verhältnisleichrichter dieser Widerstand jedoch durch einen großen Kondensator für alle hörbaren Frequenzen kurzgeschlossen ist, kann man an dieser Stelle keine Nf-Spannung entnehmen. Es ist deshalb das typische Merkmal eines jeden Verhältnisleichrichters, daß seine beiden Gleichrichterstrecken so geschaltet sind, daß sie mit ihren Ableitwiderständen eine Brücke bilden. Man kann aus dieser Brücke noch dann Nf-Spannungen entnehmen, wenn sie in einer Diagonale (durch den großen Ladekondensator) kurzgeschlossen ist. Infolge dieser Brückenschaltung gibt ein Verhältnisleichrichter nur etwa die Hälfte der Nf-Spannung ab, die ein gleichwertiger Riegger-Gleichrichter bei gleich großer zugeführter Hf-Spannung abgeben würde. Man kann also hier analog zu (16) schreiben:

$$U_{Nf} = \frac{U_{s1} - U_{s2}}{2}.$$

Berücksichtigt man ferner, daß die Wundlerkreise durch kleine Ableitwiderstände stark bedämpft werden, so ergibt sich schließlich, daß ein Verhältnisleichrichter etwa 1 : 3 weniger Empfindlichkeit besitzt als ein gleichwertiger Riegger-Gleichrichter.

Bild 32 zeigt die Schaltung eines symmetrischen, Bild 33 dagegen die eines sogenannten unsymmetrischen Verhältnisgleichrichters. In beiden Fällen wird der Primärkreis an die hier verhältnismäßig niedrigohmigen Gleichrichterstrecken durch einen Transformator L_1/L_3 angepaßt. Die an L_3 stehende Spannung vertritt also die Primärspannung in unseren bisherigen Betrachtungen.

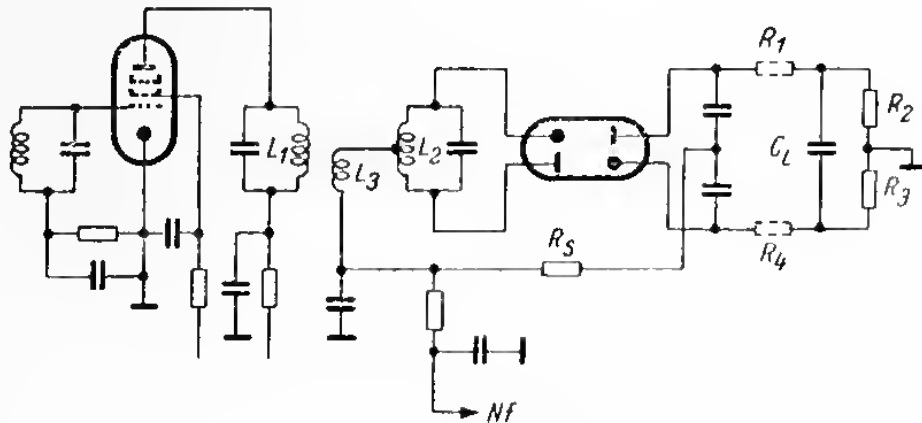


Bild 32. Symmetrischer Verhältnisgleichrichter

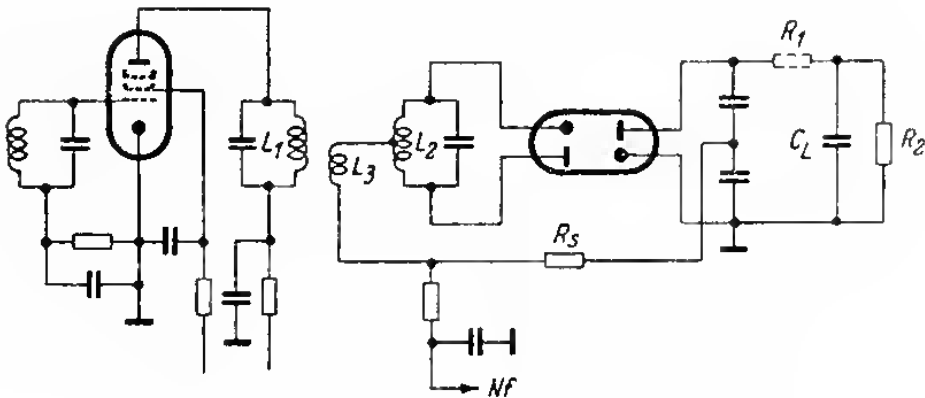


Bild 33. Unsymmetrischer Verhältnisgleichrichter

Es ist nicht ganz leicht, einen solchen Aufbau richtig zu dimensionieren. Ein guter Verhältnisgleichrichter soll nämlich wenigstens folgende vier Bedingungen gleichzeitig erfüllen:

1. Die Kennlinie muß über einen genügend großen Frequenzbereich weitgehend linear verlaufen, damit die Verzerrungen bei der Modulationsumwandlung klein bleiben.
2. Der lineare Teil der Kennlinie soll um den Punkt des Nulldurchgangs symmetrisch liegen, damit der Arbeitspunkt so eingestellt werden

kann, daß gleichzeitig kleinste Verzerrungen und beste Störfreiheit auftreten.

3. Der Wirkungsgrad der Modulationsumwandlung soll möglichst gut sein, damit der Gleichrichter bei einer gegebenen Hf-Spannung eine möglichst große Nf-Spannung liefern kann.

4. Der Gleichrichter soll eine gute AM-Unterdrückung besitzen.

Während man bei einem Riegger-Gleichrichter die erste Forderung (großer linearer Arbeitsbereich) meist durch eine verhältnismäßig feste Kopplung zwischen den beiden Abstimmkreisen des Modulationswandlers erfüllen kann, ist diese Möglichkeit beim Verhältnisleichrichter durch die Forderung nach guter AM-Unterdrückung begrenzt. Wie bereits erwähnt, wirkt der Verhältnisleichrichter durch veränderliche Bedämpfung der Abstimmkreise einer jeden Amplitudenänderung der Hochfrequenzspannung entgegen. Die Abstimmkreise müssen deshalb durch die Gleichrichterstrecken für den Mittelwert der Empfangsspannung so stark vorbelastet werden, daß sich bei fallendem Träger die Entlastung der Kreise durch Größerwerden des Gleichrichterwiderstandes deutlich auswirken kann. Würde man für den mittleren Wert der Hf-Spannung $\frac{K}{d} = 1$ einstellen, so ergibt sich bei fallender Dämpfung ein

Ansteigen von $\frac{K}{d}$. Man entfernt sich auf diese Weise von dem Punkt der günstigsten Energieübertragung zwischen Primär- und Sekundärkreis. Außerdem wird durch das Größerwerden von $\frac{K}{d}$ das Ansteigen des Primärwiderstandes, wie es infolge der geringeren Bedämpfung durch die Gleichrichterschaltung zustande käme, herabgesetzt. Diese Vorgänge bringen eine gewisse Tendenz mit sich, die ursprünglich fallende Hochfrequenzspannung am Gleichrichter noch weiter zu verkleinern. Das gleiche gilt mit umgekehrtem Vorzeichen für ein plötzliches Ansteigen der Hf-Spannung. Die übrigen Komponenten, welche in einem Verhältnisleichrichter einer Amplitudenmodulation entgegenwirken, werden also in ihrer Wirksamkeit beschränkt, wenn man die Kopplung des Modulationswandlers zu fest macht.

Unter Berücksichtigung der anderen Forderungen wird man deshalb meist ein $\frac{K}{d} = 0,5 \dots 0,7$ wählen müssen. Damit man bei so losen Kopplungen einen genügend großen linearen Bereich der Kennlinie erhält, muß die Dämpfung der Abstimmkreise relativ groß sein. Auf die AM-Unterdrückung wirkt es sich günstig aus, wenn man die notwendige Dämpfung der Abstimmkreise durch Belastung durch die Gleichrichterstrecken erreicht und die Eigendämpfung der Kreise so klein als irgend

möglich zu halten versucht. Je geringer die Eigendämpfung der Kreise gegen die Zusatzlast ist, desto stärker wird sich ein Schwanken dieser Zusatzlast auswirken können. Das ist beim Sekundärkreis besonders wichtig, da dessen Betriebsdämpfung maßgebend für die Phasenverschiebung zwischen der Primär- und Sekundärspannung ist.

Man muß ferner beachten, daß ein Verhältnisleichrichter ein um so stärkeres Fallen des empfangenen Trägers ausgleichen kann, je kleiner die Eigendämpfung der Wandlerkreise ist. Diese Tatsache wird man sofort verstehen, wenn man annimmt, daß der Widerstand der Gleichrichterstrecken im Zuge eines Ausgleichvorganges (bei stark fallendem Träger) vorübergehend unendlich groß geworden ist³⁾. Die Wandlerkreise besitzen dann ihre natürliche Dämpfung und behalten diese bei, auch wenn der Träger noch weiter absinkt. Die Eigendämpfung der Abstimmkreise legt deshalb die Grenze fest, bis zu welcher eine ausgleichende Wirkung überhaupt möglich ist.

Für die Symmetrie der Kennlinie und den Wirkungsgrad der Modulationsumwandlung gelten ähnliche Richtlinien, wie sie schon beim Riegger-Kreis besprochen wurden. Zu bemerken wäre nur, daß in den Wirkungsgrad auch das Übersetzungsverhältnis zwischen L_1 und L_3 eingeht. Bezeichnet man mit K_{13} den Kopplungsfaktor zwischen L_1 und L_3 und setzt man:

$$p = K_{13} \sqrt{\frac{L_3}{L_1}} \quad (20)$$

so gilt analog zu (18):

$$\left| U_{Nf} \right| = 2U_1 \cos \varphi \frac{p \alpha}{\sqrt{p^2 + \alpha^2}} \quad (21)$$

Der Wirkungsgrad der Modulationsumwandlung steigt mit wachsendem p an.

Amplitudenbegrenzung

Zur Frage der Amplitudenbegrenzung ist zu beachten, daß für einen idealen Zustand bei Amplitudenschwankungen der Empfangsspannung nicht die Hochfrequenzspannung an den Gleichrichterstrecken, sondern letzten Endes die vom Gleichrichter abgegebene Nf-Spannung konstant bleiben muß, damit keine Empfangsstörungen hörbar gemacht werden.

Bezeichnet U , die an einer Diode stehende Hochfrequenzspannung, so läßt sich für die von einem Verhältnisleichrichter abgegebene Niederfrequenzspannung folgender Ausdruck finden:

³⁾ Dieser Grenzfall tritt ein, wenn die Hf-Spannung so weit absinkt, daß die Gleichspannung am Ladekondensator größer wird als die Spitzenwerte der Hf-Spannung. Die Gleichrichterstrecken sperren dann und bedämpfen den Wandler überhaupt nicht mehr.

$$U_{NI} = \frac{U_s}{2} \left[\sqrt{\frac{d_2^2 + (y + a)^2}{d_2^2 + (y - a)^2}} - 1 \right] \quad (22)$$

Darin bedeuten:

d_2 den Momentanwert der Dämpfung des Sekundärkreises,

$y = \frac{\omega}{\omega_r} - \frac{\omega_r}{\omega}$ die Verstimmung gegen die Resonanzfrequenz,

$a = \frac{K_{12}}{2K_{13}} \sqrt{\frac{L_2}{L_3}}$ einen Faktor, der vom Aufbau des Modulationswandlers abhängt.

K_{12} Kopplungsfaktor der Spulen L_1 und L_2 ,

K_{13} Kopplungsfaktor der Spulen L_1 und L_3 .

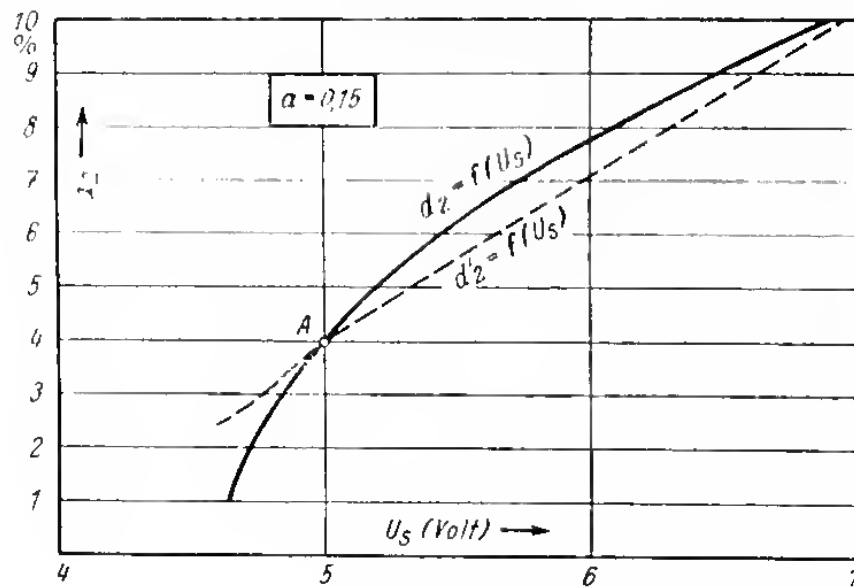


Bild 34

Erfahrungsgemäß wird die Amplitudenbegrenzung um so ungünstiger, je größer die Verstimmung y wird. Man wird deshalb am besten mit dem größten praktisch vorkommenden Wert $y = 0,014$ (d. h. 75 kHz Hub bei 10,7 MHz Zwischenfrequenz) rechnen. Man kann dann nach (22) leicht feststellen, wie der Zusammenhang zwischen U_s und d_2 bei gegebenem a sein muß, damit U_{NI} für beliebige Werte von U_s konstant bleibt. Das Ergebnis ist für $a = 0,15$, $0,1$ und $0,075$ durch die Kurven $d_2 = f(U_s)$ in den Bildern 34 bis 36 zusammengestellt. Diese Kurven besitzen zunächst nur theoretischen Wert, da sie einen Idealzustand darstellen, der angestrebt werden soll. Man kann sie jedoch mit dem tatsächlichen Dämpfungsverlauf vergleichen, der sich in einem praktischen Betriebsfall für verschiedene Werte von a ergibt. In den Bildern 34 bis 36 sind diese tat-

Amplitudenbegrenzung

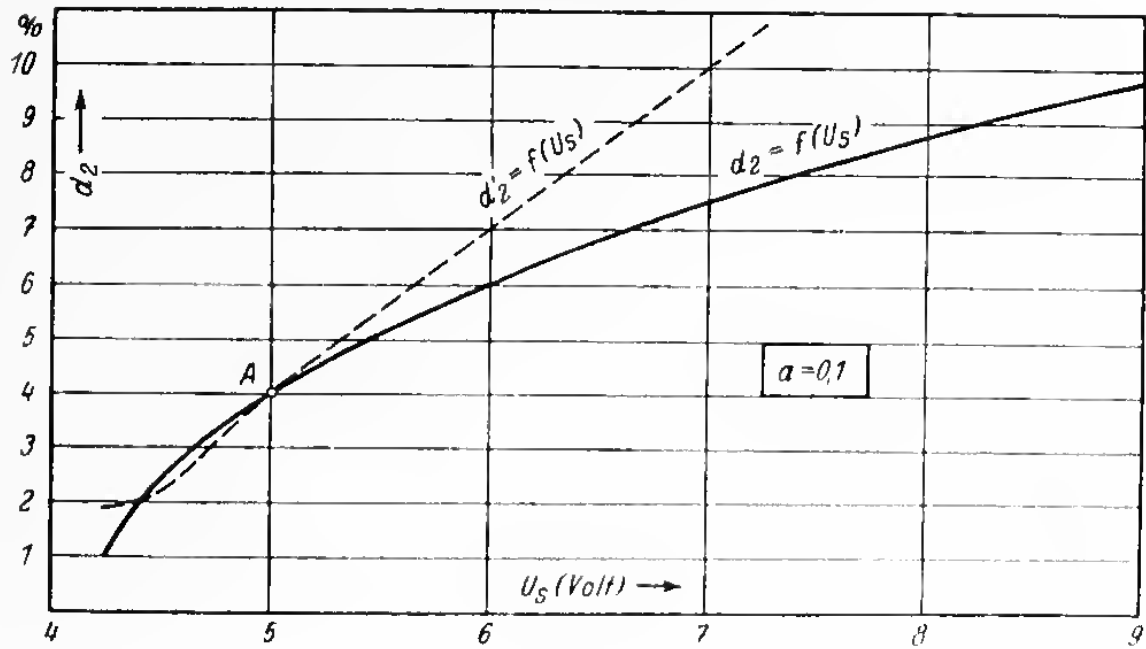


Bild 35

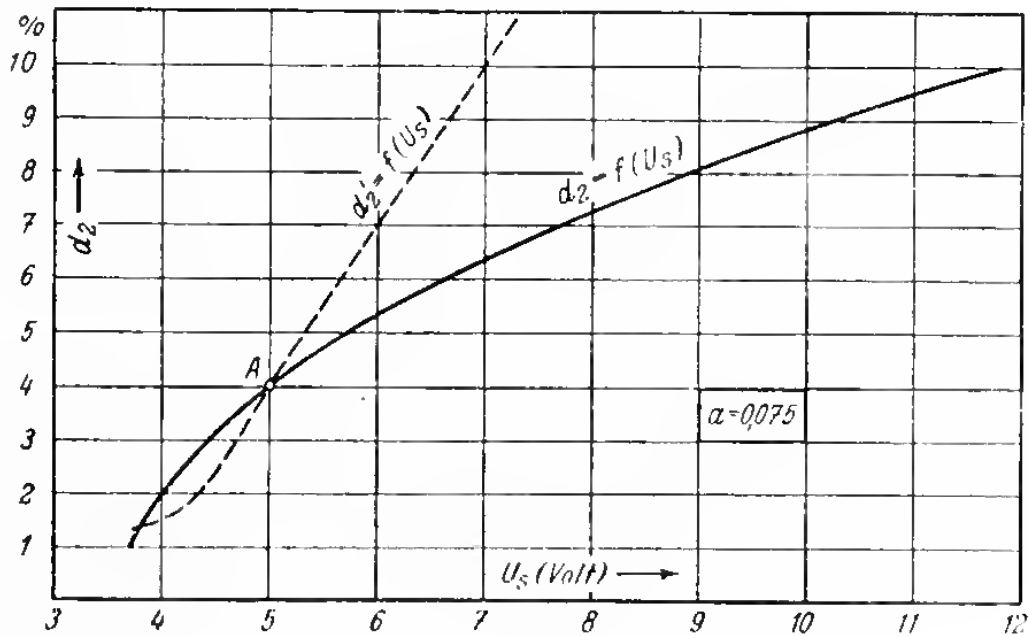


Bild 36

sächlich auftretenden Dämpfungen als $d'_2 = f(U_s)$ ebenfalls eingezeichnet. Für ihre Errechnung wurde angenommen, daß die Amplituden der zugeführten Hochfrequenzspannung jeweils um einen Wert $U_s = 5$ Volt schwanken. Der Ladekondensator bleibt also immer auf eine $U_s = 5$ Volt entsprechende Richtspannung aufgeladen. Dieser Ausgangspunkt ist jeweils mit A bezeichnet. Die natürliche Dämpfung des Sekundärkreises wurde mit 1 %, sein Resonanzwiderstand mit $36,6 \text{ k}\Omega$ (entsprechend 40 pF bei $10,7 \text{ MHz}$) gewählt.

Ideale Amplitudenbegrenzung würde eintreten, wenn $d'_2 = f(U_s)$ mit $d_2 = f(U_s)$ zusammenfällt. Dieser Zustand läßt sich nach Bild 35 für $n = 0,1$ bei fallendem Träger angenähert erreichen. Schwieriger ist es jedoch offensichtlich, einen ähnlich günstigen Dämpfungsverlauf auch für einen vom Arbeitspunkt A aus ansteigenden Träger zu erhalten. Hier zeigt sich in Bild 35 und 36 deutlich, daß bei ansteigender Hochfrequenzspannung d'_2 schneller ansteigt als d_2 . Das bedeutet nichts anderes, als daß bei „Aufwärts-AM“ der Verhältnisgleichrichter bei der gewählten Dimensionierung überkompensiert ist. Ein kurzzeitiges Ansteigen der empfangenen Hochfrequenzspannung hat also eine Verkleinerung der vom Gleichrichter abgegebenen Niederfrequenzspannung zur Folge. In Bild 34 tritt die umgekehrte Erscheinung auf: bei steigender Hf-Spannung U_s liegen die dadurch hervorgerufenen Dämpfungsänderungen unter den für ideale Begrenzung notwendigen Werten. Einer „Aufwärts-AM“ entspricht hier also ein Ansteigen der Nf-Spannung.

In beiden Fällen werden also Reste der ursprünglichen AM in den Niederfrequenzkanal übertragen, unterschiedlich ist nur die Phasenlage dieser hörbar gemachten Störungen.

Man kann einen an sich überkompensierten Zustand dem idealen Verlauf annähern, wenn man in die Verbindungsleitung vom Modulationswandler zu den Gleichrichterstrecken unüberbrückte Widerstände (wie z. B. R_s in Bild 32 und 33) einschaltet. Die richtige Größe eines solchen Widerstandes liegt etwa zwischen 50 und 300 Ohm. Seine Wirkung beruht darauf, daß das Absinken des Widerstandes der Gleichrichterstrecken bei „Aufwärts-AM“ verlangsamt, bzw. begrenzt wird. Bei „Abwärts-AM“ ist sein Einfluß dagegen wesentlich geringer, da dort der Widerstand der Gleichrichterstrecken schnell ansteigt.

Man kann deshalb folgende Grundregeln für die Dimensionierung eines Verhältnisgleichrichters aufstellen:

1. Bei „Abwärts-AM“ bestimmt in erster Linie die Größe a nach (22) die Güte der Amplitudenbegrenzung.
2. Bei „Aufwärts-AM“ ist dagegen — neben der richtigen Wahl von a — auch noch die Größe des Serienwiderstandes R_s von ausschlaggebender Bedeutung.

Wie sich ein Verhältnisgleichrichter bei Beaufschlagung mit AM verhält, kann man leicht feststellen, wenn man die Richtspannung durch eine von außen zugeführte Gleichspannung festhält. Die Zeitkonstante der Gleichrichterlast ist dann unendlich groß geworden und man kann eine Amplitudenmodulation durch beliebig langsame Änderungen der zugeführten Hf-Spannung nachbilden. Man schaltet zu diesem Zweck eine Batterie von z. B. 6 Volt Spannung parallel zum Ladekondensator C_L und führt dem untersuchten Empfänger eine so große Empfangsspannung zu, daß die Richtspannung für die Resonanzfrequenz des Modulationswandlers ebenso groß wie die Batteriespannung wird. Man kann dann durch Verstimmen des Meßsenders und durch Veränderung seiner Ausgangsspannung sozusagen statisch beliebige FM- bzw. AM-Modulationsgrade nachbilden und ihren Einfluß auf die am „Nf“-Punkt (Bild 32) gegen Masse auftretende Gleichspannung (welche dynamisch der abgegebenen Nf-Spannung entsprechen würde) verfolgen. Man kann sich also durch punktweise Messungen ein Bild über den Betriebszustand des Gleichrichters machen.

Zur Dimensionierung des Modulationswandlers

Wie man aus den Bildern 34 bis 36 sieht, ist der Faktor a von ausschlaggebender Bedeutung für die Fähigkeit eines Verhältnisgleichrichters, Amplitudenmodulation der Empfangsspannung zu beseitigen. Nach (22) wird die Größe von a durch die Kopplungsfaktoren K_{12} und K_{13} und das Verhältnis $L_2 : L_3$ bestimmt. K_{13} , also den Kopplungsfaktor zwischen L_1 und L_3 , sollte man stets so groß als möglich machen, damit die Phasenverschiebung der Spannungen an L_1 und L_3 klein bleibt. In üblichen Ausführungsformen ist ein K_{13} von 80 bis 85 % leicht zu erreichen. Man wird diesen Wert also als gegeben annehmen müssen. Der Kopplungsfaktor zwischen Primär- und Sekundärkreis des Modulationswandlers (K_{12}) kann nur in verhältnismäßig engen Grenzen verändert werden, da durch ihn gleichzeitig die Größe des annähernd linearen Teiles der Wandlerkennlinie beeinflusst wird. Man wird den Faktor a deshalb nur durch Änderung des Verhältnisses $L_2 : L_3$ wirksam beeinflussen können. Letzten Endes bestimmt also die Größe von L_3 die Güte der AM-Unterdrückung.

Man kann aber auch durch Eingriffe in die Niederfrequenzseite des Gleichrichters sein Verhalten gegen AM beeinflussen. Legt man den Kondensator C_L nicht unmittelbar an die Gleichrichterstrecken, sondern an einen Abgriff der Ableitwiderstände (wie in Bild 32 durch die gestrichelt eingezeichneten Zusatzwiderstände R_1 und R_4 angedeutet wurde), so erhält man ein ähnliches Ergebnis, als ob man den Faktor a durch eine entsprechende Dimensionierung der Hochfrequenzseite vergrößert hätte.

Die Tatsache, daß der Kopplungsfaktor K_{12} nach (22) die Größe von a mitbestimmt, kann man zu einer Feineinstellung des Arbeitspunktes verwenden. Macht man die Kopplung zwischen L_1 und L_2 einstellbar, so kann man durch geringfügige Änderungen dieser Kopplung einen an sich sonst richtig dimensionierten Modulationswandler im fertig geschalteten Gerät so einstellen, daß sich die beste AM-Unterdrückung ergibt, ohne daß sich dabei die sonstigen Eigenschaften des Gleichrichters merklich ändern.

Meßergebnisse

Beachtet man alle angeführten Gesichtspunkte, so kann man mit einem nach Bild 32 geschalteten Verhältnisleichrichter bei Verwendung der Röhren EBF 15 und EAA 11 etwa folgende Ergebnisse erhalten:

| | |
|---|------------|
| Zf-Spannung am Stengitter der EBF 15 | 70 mV eff. |
| Summenrichtspannung beider Gleichrichterstrecken | 6 Volt |
| Niederfrequente Ausgangsspannung, gemessen an 1 M Ω parallel zum De-couplage-Kondensator, bei ± 75 kHz Frequenzhub | 0,5 V eff. |
| Abweichung der Gleichrichter-Kennlinie von einem linearen Verlauf bei ± 100 kHz Verstimmung | 5...6 % |
| AM-Unterdrückung, dynamisch gemessen, [3] bei ± 75 kHz Hub und 50 % AM | $> 1:25$ |

Diese Werte gelten für die EBF 15 mit $R_{g2} = 50$ k Ω . Will man die EBF 15 zusätzlich für hohe Zf-Spannungen als Pentodenbegrenzer betreiben, dann wählt man zweckmäßig $R_{g2} = 160$ k Ω . Dies hat zur Folge, daß sie bei kleinen Zf-Spannungen etwas (20 %) weniger verstärkt, so daß statt 70 mV nun etwa 90 mV für die oben angeführten Werte von Nf-Spannung, Linearität und AM-Unterdrückung nötig sind.

Die oben angegebene AM-Unterdrückung bezieht sich auf den Verhältnisleichrichter allein. Die Größe dieser Unterdrückung ändert sich mit der zugeführten Hf-Spannung. Man kann durch Eingriffe in die Dimensionierung (z. B. Veränderung von K_{12}) entweder einen solchen Zustand einstellen, daß die Unterdrückung schon bei relativ kleinen Hf-Spannungen gut ist und bei steigender Empfangsspannung leicht absinkt, oder man kann auch erreichen, daß die AM-Unterdrückung des Verhältnisleichrichters erst bei größeren Empfangsspannungen gute Werte erreicht und dafür bei weiterem Spannungsanstieg praktisch gleich groß bleibt.

Im allgemeinen empfiehlt es sich, so zu dimensionieren, daß der Verhältnisleichrichter bei möglichst kleinen Hf-Spannungen gute Unter-

Multiplikative FM-Demodulation

drückungseigenschaften besitzt. Man kann dann mit Vorteil von der beschriebenen Möglichkeit Gebrauch machen, die Begrenzerwirkung der vorgeschalteten Pentode auszunützen.

Bei größeren Empfangsspannungen, bei welchen die AM-Unterdrückung des Verhältnisleichters absinkt, stellt dann die Pentode eine gute Gesamtbegrenzung sicher. Ein günstiger Kompromiß ergibt sich, wenn man das Optimum der AM-Unterdrückung beim Verhältnisleichters so legt, daß es bei etwa 6 bis 8 Volt Summenrichtspannung beider Gleichrichterstrecken auftritt.

7. Multiplikative FM-Demodulation

Die bisher beschriebenen Methoden der FM-Demodulation arbeiten „additiv“, d. h. bei ihnen werden zwei frequenzabhängig verschobene Hf-Spannungen in Serie gelegt und anschließend gleichgerichtet.

Man kann die beiden phasenverschobenen Hf-Spannungen aber auch getrennt voneinander auf zwei Stenerelektroden einer Mehrgitterröhre einwirken lassen (Bild 37) und erhält dann ebenfalls eine FM-Demodulation.

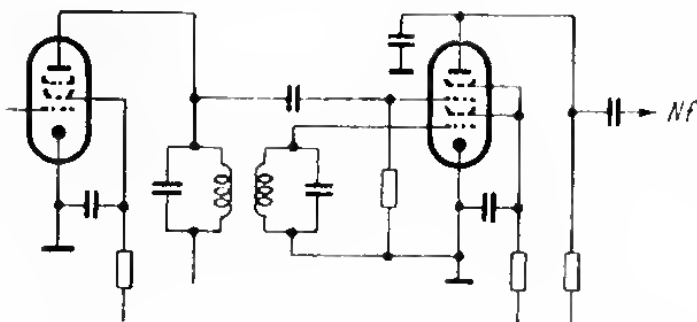


Bild 37. Multiplikative FM-Demodulation mittels einer Hexode

Verwendet man als Modulationswandler in einem solchen Aufbau wieder ein zweikreisiges Bandfilter, so wird man den Arbeitsbereich — wie beim Rieggerkreis — symmetrisch um die Resonanzfrequenz dieses Filters legen. Frequenzmodulation der Empfangswelle bewirkt dann ein Schwanken um den Punkt, in welchem 90° Phasenverschiebung besteht. Bezeichnet man den Momentanwert dieser Phasenschwankung mit δ , so kann man für die Primär- und Sekundärspannung schreiben:

$$U_1 = a \cdot \cos \omega t$$

$$U_2 = b \cdot \sin (\omega t + \delta)$$

Nimmt man ferner an, daß diese beiden Spannungen multiplikativ miteinander gemischt werden, so wird das Mischergebnis offensichtlich dem Produkt $U_1 U_2$ proportional sein. Führt man eine solche Multi-

plikation durch, so ergibt sich nach einigen Umformungen:

$$U_1 \cdot U_2 = a \cos \omega t \cdot b \sin (\omega t + \delta) = \frac{a b}{2} \sin \delta + \frac{a b}{2} \sin (2\omega t + \delta) \quad (23)$$

ω ist die Kreisfrequenz der hochfrequenten Empfangsspannung (bzw. der aus ihr abgeleiteten Zf-Spannung), δ ist im Wandler durch den Frequenzhub entstanden, entspricht also der ursprünglichen Sendermodulation.

Die rechte Seite der Gleichung (23) stellt das Ergebnis des Mischvorganges dar. Das Glied $\frac{a b}{2} \sin(2\omega t + \delta)$ zeigt, daß sich eine Oberwelle der ursprünglichen Hochfrequenzspannung bildet. Eine solche Oberwelle ist uninteressant, man kann sie leicht wegsieben, sie wird also das Endergebnis nicht beeinflussen.

Wichtig ist dagegen das Glied $\frac{a b}{2} \sin \delta$. Es enthält keine Hochfrequenz (ω fehlt) und wird in seinem zeitlichen Verlauf nur durch die Sendermodulation bestimmt ($\sin \delta$). Es stellt also einen Richtstrom dar, der ohne Zwischenschaltung eines Gleichrichters unmittelbar aus der Hochfrequenzspannung entstanden ist.

Der Winkel δ stellt die Abweichung von einer 90°-Verschiebung dar. Man kann seine Größe also z. B. aus Bild 20 entnehmen, wenn man bildet:

$$\delta = 90 - (\varphi_2 - \varphi_1)$$

Bild 20 zeigt, daß $\varphi_2 - \varphi_1$ um $x = 0$ praktisch linear verläuft. Solange der Winkel δ klein bleibt, wird er also linear dem Frequenzhub folgen. Die Größe der Richtspannung bestimmt nach (23) jedoch nicht δ , sondern $\sin \delta$. Man wird bei multiplikativer FM-Demodulation deshalb nur so lange verzerrungsfrei arbeiten können, als auch der Zusammenhang zwischen δ und $\sin \delta$ linear ist. Der Sinus eines Winkels von 30° weicht aber bereits etwa 5 % von dem Winkel (im Bogenmaß ausgedrückt) ab. Man wird also bei Berücksichtigung des Verlaufs von $\varphi_2 - \varphi_1 = f(x)$ in Bild 20 einen multiplikativen FM-Demodulator nur bis etwa $x = 0,5$ aussteuern dürfen.

Multiplikative FM-Demodulation mit Strombegrenzung

Nach (23) wird die Größe des Richtstromes auch noch durch a und b bestimmt. Der multiplikative Gleichrichter reagiert deshalb auch auf Amplitudenschwankungen der Empfangswelle und besitzt an sich keinerlei Begrenzerwirkung. Anders liegen die Verhältnisse, wenn man einem solchen FM-Gleichrichter genügend große Hf-Spannungen zuführt und gleichzeitig sicherstellt, daß die I_a/U_g -Kennlinien der beiden Steuergitter einen ähnlichen Verlauf besitzen, wie die Begrenzerkennlinien in

Bild 30. Einen solchen Verlauf kann man z. B. dadurch erzielen, daß man zwischen dem ersten Steuergitter und der Katode ein oder zwei (in Bild 37 nicht eingezeichnete) weitere Gitter anbringt, welchen eine geringe, fest eingestellte positive Spannung zugeführt wird. Diese Hilfselektroden lassen den Anodenstrom der Röhre nicht über einen gewissen Maximalwert ansteigen. Den eigentlichen Steuergittern fällt dann nur noch die Aufgabe zu, den Anodenstrom entweder zu sperren (bei genügend großen negativen Spannungshalbwellen) oder dem durch die Hilfselektroden dosierten Maximalstrom den Weg zur Anode zu öffnen (während der positiven Spannungshalbwellen).

Durch diese Art der Steuerung zerlegt jedes einzelne Steuergitter den Anodenstrom in Stromimpulse. Da jedes Steuergitter von sich aus die Röhre sperren kann, fließt ein Anodenstrom nur dann, wenn beide Steuergitter gleichzeitig positiv sind. Nun liegen aber an den beiden Steuergittern nach Bild 37 die Wechselfspannungen der beiden Abstimmkreise. Für die Resonanzfrequenz dieses Modulationswandlers sind die beiden Kreisspannungen um 90° gegeneinander verschoben. Beide Steuergitter sind dann nur während eines Viertels einer Hochfrequenzperiode gleichzeitig positiv (Bild 38 a).

Ändert sich die Phasenverschiebung unter dem Einfluß eines Frequenzhubs der Empfangsspannung auf z. B. 60° (Bild 38 b), so beträgt die Öffnungszeit ein Drittel einer Hf-Periode. Bei einer Phasenverschiebung von 120° (Bild 38 c) geht sie dagegen auf ein Sechstel einer Hf-Periode zurück.

Die Dauer der Stromimpulse, welche die Röhre durchfließen, wird also durch die Phasenlage der Wandler-Spannungen bestimmt. Bei Auftreffen einer frequenzmodulierten Empfangsspannung wird deshalb der Mittelwert des durch die Röhre fließenden Anoden-Gleichstromes im Takt der Modulation schwanken, an der Anode entsteht eine Niederfrequenzspannung.

Ideal würde eine Röhre in der beschriebenen Weise dann funktionieren, wenn die Steilheit der beiden Steuergitter unendlich groß wäre. Sehr kleine Spannungsänderungen würden dann genügen, um den Anodenstrom entweder ganz zu sperren oder auf seinen (durch die Hilfselektroden bestimmten) Maximalwert ansteigen lassen. Praktisch ist es jedoch nicht möglich, diese Forderung zu verwirklichen. Alle bisher bekannten multiplikativen FM-Demodulatoren mit Strombegrenzung brauchen deshalb verhältnismäßig große Hf-Spannungen an den Steuergittern, um einwandfrei zu funktionieren. So tritt z. B. bei der Röhre EQ 80 eine merkliche Begrenzerwirkung erst bei Gitterwechselspannungen von etwa 6 Volt aufwärts ein. Will man eine entsprechende Sicherheit gegen kurzzeitiges Fallen des Trägers haben, so wird man

FM-Demodulatoren

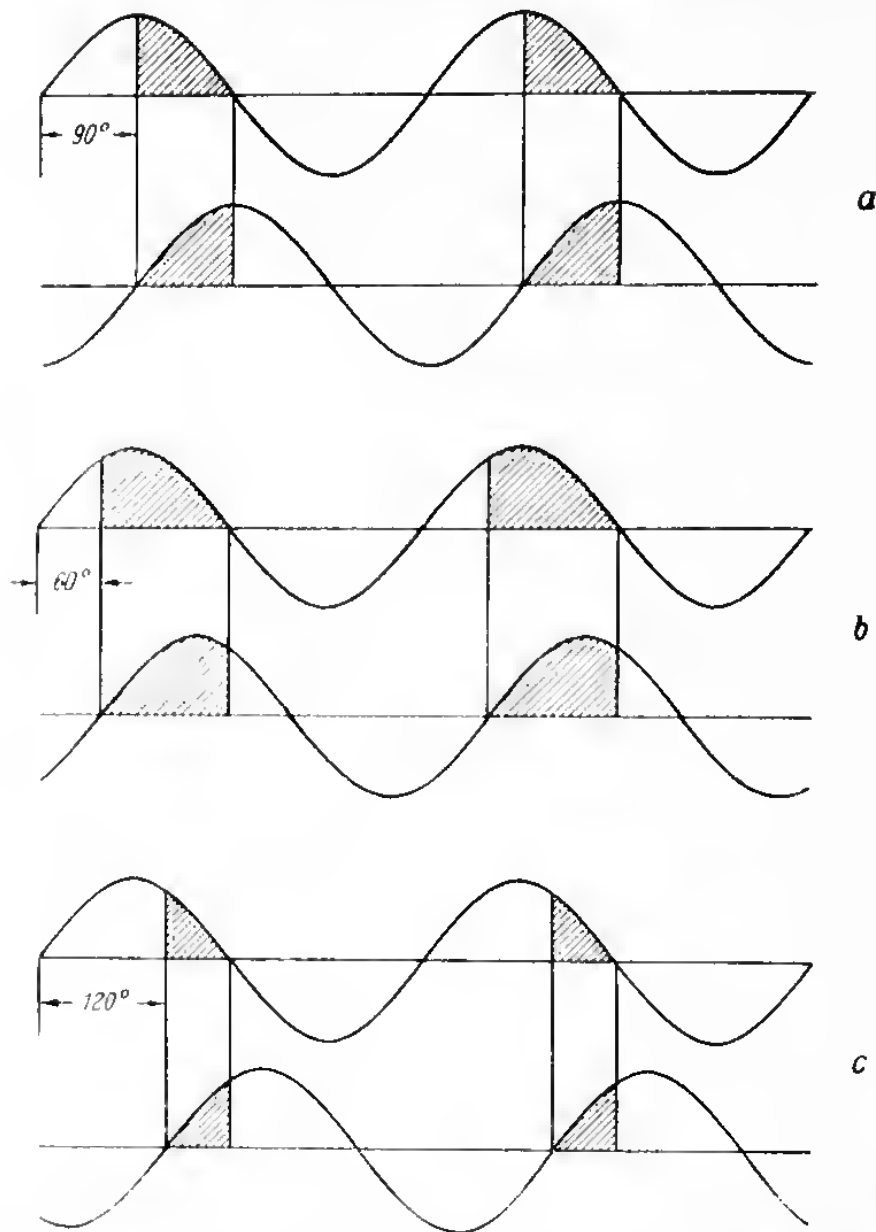


Bild 38. Spannungsverlauf an den beiden Steuergittern eines multiplikativen FM-Demodulators. Die Primär- und Sekundärspannung des Modulationswandlers sind in a) um 90° , in b) um 60° und in c) um 120° gegeneinander verschoben. Die schraffierten Flächen deuten die Zeitabschnitte an, in welchen beiden Steuergittern gleichzeitig positive Spannungen zugeführt werden

sogar mit 15...20 Volt rechnen müssen. Bei kleineren Spannungen demoduliert diese Röhre natürlich auch schon, die Linearität der Umwandlung wird dann jedoch unzureichend, da die Röhre für diesen Betriebsfall nicht gebaut ist.

Als ein Vorteil ist es zu werten, daß die von einer solchen Röhre abgegebene NF-Spannung verhältnismäßig groß ist. Man wird zwar bei hochwertigen Empfängern nicht ohne eine zusätzliche NF-Stufe zwischen

Demodulator und Endröhre auskommen⁴⁾, kann aber durch eine besonders große Gegenkopplung eine sehr gute Wiedergabequalität erreichen.

Eine Röhre wie die EQ 80 bringt für den Apparatebauer auch sonst verschiedene Erleichterungen mit sich. Der Modulationswandler ist einfach aufzubauen, besonders hohe Anforderungen an seine Symmetrie bestehen nicht. Die AM-Unterdrückung ist bei genügend großen Hf- (bzw. Zf-)Spannungen sehr gut. Die EQ 80 ist deshalb überall dort zu empfehlen, wo eine genügend große Vorverstärkung vorhanden ist.

8. Der mitgezogene Oszillator

Der mitgezogene Oszillator als FM-Demodulator ist bisher in deutschen, serienmäßig hergestellten Rundfunkempfängern nicht verwendet worden. Der Vollständigkeit halber soll jedoch auch diese interessante Möglichkeit der FM-Demodulation kurz besprochen werden.

Allgemeines

Es ist bekannt, daß ein schwingender Oszillator durch eine von außen aufgedrückte Wechselspannung in einem gewissen Bereich um seine Eigenfrequenz verstimmt werden kann. So kann man z. B. beim Durchstimmen eines schwingenden Audions feststellen, daß ein einfallender Sender einen Pfeifton erzeugt, dessen Höhe sich mit der Abstimmung ändert. Es gelingt jedoch selten, auf diese Weise beliebig tiefe Interferenztöne zu erzeugen. Stimmt man den Empfänger so ab, daß seine Eigenfrequenz sich der Senderfrequenz nähert, so wird der Interferenztöne zwar tiefer, man erreicht aber schließlich ein Gebiet, wo dieser Interferenztöne plötzlich verschwindet. Man kann dann die Abstimmung um einen gewissen Betrag verändern, ohne daß der Interferenztöne wieder auftritt. In diesem Gebiet wird die Empfängerschwingung durch die Senderfrequenz synchronisiert, sie wird „mitgezogen“⁵⁾ und muß alle Änderungen der Senderfrequenz mitmachen. Erst bei größeren Verstimmungen überwindet der Oszillator die synchronisierende Kraft, er springt dann wieder auf seine Eigenfrequenz über.

Wenn ein solcher Oszillator auch in der Frequenz mitgezogen wird, so ändert sich doch im Mitziehbereich die Phasenlage der Empfangs-EMK und der Schwingspannung des Oszillators. Fällt die Eigenfrequenz

⁴⁾ Wenn man eine niederfrequente Gegenkopplung von 1:3 vorsieht und volle Ausstrahlung der Endröhre bei mittleren Modulationsgraden (entsprechend etwa ± 13 kHz Hub) verlangt, so ist die von der EQ 80 abgegebene NF-Spannung etwa 1:4 bis 1:3 zu klein, um die Endröhre direkt speisen zu können.

⁵⁾ In der amerikanischen Literatur wird für diesen Zustand der anschauliche Ausdruck „locked-in oscillator“ verwendet.

des Oszillatorkreises mit der Empfangsfrequenz zusammen, so beträgt die Phasenverschiebung 90° , an den Enden des Mitnahmebereichs 0, bzw. 180° .

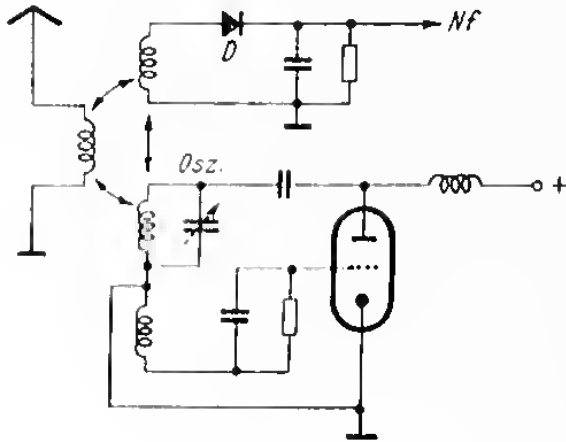


Bild 39

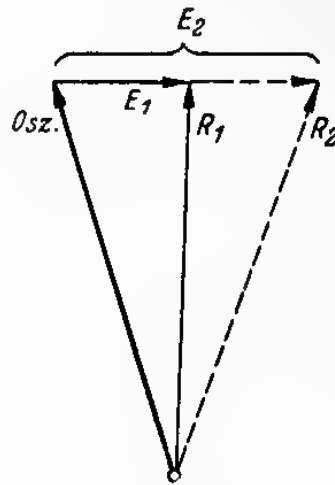


Bild 40. Vektordiagramm eines mitgezogenen Oszillators

Diese Phasenverschiebung kann dazu benutzt werden, um eine FM-Demodulation zu erreichen. Verwendet man z. B. einen Aufbau nach Bild 39, so wird die Antennenspannung einmal auf den AM-Detektor D übertragen, zum anderen jedoch gleichzeitig zur Steuerung des Oszillators Osz. verwendet. Die Oszillatorspannung wird durch eine entsprechende Kopplung auch auf den Detektor übertragen [4]. Für die am Detektor liegenden Spannungen ergibt sich dann ein Vektordiagramm nach Bild 40. Die Oszillatorspannung Osz. sei groß gegen die Empfangsspannung E_1 . Bei Frequenzmodulation werden diese beiden Spannungen gegeneinander gedreht, die Resultierende R_1 ändert sich dann merklich. Bei Vorhandensein von AM in der Empfangsspannung ändert sich die Größe des Vektors E_1 . Durch „Aufwärts-AM“ soll er z. B. auf den Wert E_2 anwachsen. Obgleich $E_2 = 2E_1$ ist, also 100 % AM vorliegt, ändert sich die resultierende Spannung von R_1 in R_2 nur unwesentlich.

Eine Anordnung nach Bild 39 ist bei richtiger Dimensionierung also ein FM-Demodulator mit Begrenzereigenschaften. Die Kennlinie eines solchen Demodulators ist in Bild 41 dargestellt. Im Mitnahmebereich erfolgt die Modulationsumwandlung praktisch linear. Schwanken der Empfangsspannungen verändert nur die Größe des Mitnahmebereichs. Ein schwacher Träger kann also nur im Bereich 1...2 den Oszillator synchronisieren, ein starker Träger dagegen z. B. im Bereich 3...4. Die

Steilheit der Kennlinie im Mitnahmebereich ändert sich nur wenig mit der Empfangsamplitude, das bedeutet, daß Amplitudenstörungen praktisch beseitigt werden.

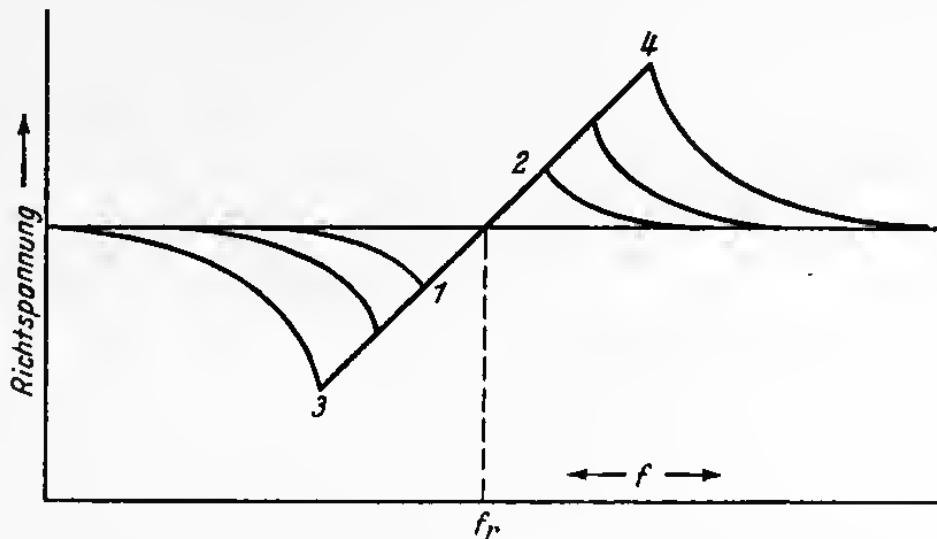


Bild 41. Arbeitskennlinien eines mitgezogenen Oszillators bei verschiedenen großen Empfangsspannungen

Der Bradley-Oszillator

Eine in amerikanischen FM-Empfängern manchmal verwendete Demodulationsschaltung wurde von Bradley angegeben [5]. Hier wird (Bild 42) eine Heptode zwischen dem ersten und dem zweiten Gitter zum Schwingen gebracht. Die Zf-Spannung wird dem dritten Gitter zugeführt, an dem Anodenkreis I verstärkt und zur Synchronisation der Oszillatorfrequenz in den Schwingkreis II eingekoppelt. Bei der Resonanzfrequenz des Wandlers I/II besteht zwischen den Wechselspannungen an den Gittern 1 und 3 eine Phasenverschiebung von 90° . Bei Frequenzänderungen der Empfangswelle ändert sich diese Phasenverschiebung und die Heptode arbeitet als multiplikativer FM-Demodulator. Der Kreis I muß genügend stark gedämpft sein, damit er die Phasenverschiebung zwischen Gitter 1 und 3 nicht zusätzlich verändert und dadurch die Linearität der Demodulation verschlechtert.

Das Vorhandensein eines mitgezogenen Oszillators in dem phasenbestimmenden Kanal verleiht dem Bradley-Oszillator gute Begrenzeigenschaften schon in verhältnismäßig kleinen Zf-Spannungen. Sobald die am Gitter 3 stehende Zf-Spannung groß genug ist, um die Oszillatorfrequenz über den Bereich des ganzen Frequenzhubs zu synchronisieren, ist auch die AM-Begrenzung genügend.

FM-Demodulatoren

Schwierigkeiten treten beim Bradley-Oszillator auf, wenn die Spannung des Oszillatorkreises II auf das Gitter 3 zurückwirkt. Abgesehen von äußeren Kopplungen kann eine solche Beeinflussung über eine Kopplung zwischen den Gittern 1 und 3 in der Röhre selbst auftreten. Man darf deshalb bei Verwendung von normalen Röhren das Gitter 3

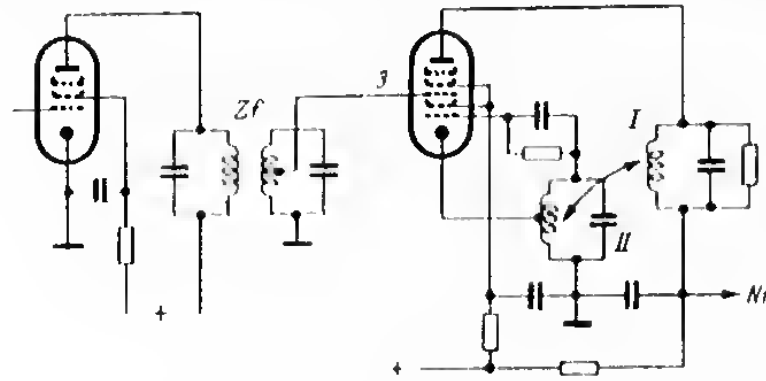


Bild 52. Bradley-Oscillator

nicht allzu hochohmig machen (Grenze etwa 1,5 k Ω) und muß es an einen Anzapfpunkt des letzten Zf-Kreises legen. Bei niedrigohmiger Einspeisung des Gitters 3 ist ein Begrenzeinsatz bei 0,3...0,5 Volt Zf-Spannung zu erreichen. Dem entspricht unter Berücksichtigung des Anzapfes für das Gitter 3 eine Zf-Spannung von etwa 1,5 Volt an der Anode der letzten Zf-Röhre.

Man hat deshalb in Amerika Spezialröhren (FM 1000) für diese Schaltung gebaut, die eine besonders kleine innere Kopplung zwischen den Gittern 1 und 3 besitzen. Es wird auch über Versuchsröhren berichtet, die mit gebündelten Elektronenstrahlen arbeiten und dadurch besonders gute Ergebnisse erzielen sollen [6].

Schrifttum

- [1] T. Vellat: „Der Empfang frequenzmodulierter Wellen“. ENT, Band 18, Heft 4, Seite 61.
- [2] DRP. 428643.
- [3] A. Nowak und E. Schilling: „Vom Dipol zum Lautsprecher, die Empfangstechnik frequenzmodulierter UKW-Sendungen“. Verlag Weidemanns Buchhandlung, Hannover 1950, Seite 178.
- [4] J. F. Woodyard: „Application of the autosynchronized oscillator in frequency modulation“. Proc. Inst. Radio Engr. 25, Mai 1937, Seite 612.
- [5] W. E. Bradley: „Single-stage FM-detector“, Electronics, Oktober 1946, Seite 89.
- [6] L. J. Ciardullo: „Experimental tube for FM-detection“, Electronics, November 1949, Seite 87.

Der Pendelempfang

Von R u d o l f C a n t z

Übersicht

Das Prinzip der Pendelrückkopplung wird allgemein erläutert. Für den praktisch wichtigsten Fall einer sägezahnförmig gesteuerten Aufschaukelung wird eine Formel für den Anschwingverlauf innerhalb einer Pendelperiode abgeleitet. Aus der Formel ergibt sich auch das Selektionsverhalten des Pendlers. Es werden Methoden zur Resonanzkurvenmessung und die Fluktuationsgleichrichtung an der „resultierenden Resonanzkurve“ bei FM besprochen. Dann wird auf die störende Ausstrahlung und auf Mittel zu ihrer Bekämpfung eingegangen. Es folgen Ausführungen über die Rückkopplung in Pendlerstufen, über die Selbstpendlerschaltung und ihre Dimensionierung und über verschiedene Fremdpendlerschaltungen. Dann werden Störerscheinungen wie Nachschwingen, Stoßanregung durch die Pendelfrequenz und Hochspringen der Schwingungsmplitude erläutert. Endlich werden der Differentialpendler als selbstbegrenzender FM-Demodulator und speziell eine vom Verfasser ungschaltete Schaltung dieser Art behandelt, und am Schluß das Rauschen beim FM-Empfang mit Pendlern quantitativ untersucht.

Der Pendelempfang

Bei kleineren Geräten hat die Pendelrückkopplung oder Superregeneration [1] — die Zahlen [1] usw. beziehen sich auf die Literatur-Hinweise am Schluß der Arbeit — für FM-Empfang eine weite Verbreitung gefunden, hauptsächlich in solchen Empfängern, die zunächst für AM-Empfang konstruiert waren, aber durch einen „UKW-Einbauteil“ für den Empfang des UKW-Rundfunks erweitert wurden. Ein solcher Einbauteil in Pendlerschaltung mit zwei Röhrenstufen, die meist sogar in einer Kombinationsröhre vereinigt sind, übertrifft in seiner Fernempfangsleistung oft eine Superschaltung mit zwei Zf-Stufen. Dabei ist die Stabilität der Abstimmung meist sehr gut, und die Trennschärfe reicht für die heutigen Verhältnisse aus.

Als Nachteile sind das starke Rauschen bei feblendem Empfang und in manchen Fällen eine unzulässig starke störende Ausstrahlung bekannt geworden. Letztere Gefahr besteht vor allem dann, wenn der Empfänger an einer hochstehenden Dipolantenne betrieben wird. Gewisse Schwierigkeiten macht dem Laien auch die richtige Abstimmung auf einen Sender, bei der man einen günstigsten Kompromiß zwischen Lautstärke und störendem Rauschen schließen muß. Erst bei verhältnismäßig stark einfallenden Sendern wird dieses Rauschen bei richtiger Abstimmung uamerklich. Die Antennen-EMK muß dann einige hundert Mikrovolt betragen.

Nun sind in letzter Zeit die AM-FM-Kombinationsempfänger mit umschaltbarer Superschaltung so weit durchentwickelt worden, daß sie gegenüber einer Lösung mit zugeschalteter Pendelstufe für UKW-Empfang keine wesentliche Verteuerung mehr bedeuten. Es wird deshalb vielfach erwartet, daß der Pendelempfang in nächster Zeit fast nur noch für Vorsatzgeräte in Frage kommen wird. Doch kann hierüber kaum schon endgültig geurteilt werden. Es soll nun im folgenden das Wichtigste über die Theorie und Technik der Pendelrückkopplung dargestellt werden, soweit dies den FM-Rundfunkempfang betrifft.

Hauptbestandteile eines Pendlers

Ein UKW-Pendler besteht aus der eigentlichen Pendelstufe und einer vorgeschalteten Hf- oder Mischstufe. Dazu kommt bei „Fremdpendlerschaltungen“ eine besondere Röhrenstufe zur Erzeugung der Pendelfrequenzwechselspannung.

Da in der Pendelstufe starke Schwingungen erregt werden, darf diese keinesfalls direkt an eine Empfangsantenne angekoppelt werden; es ist somit unumgänglich notwendig, ihr eine „Trennstufe“ vorausgeben zu lassen. Auch dana ist es noch schwierig, die auf die Antenne gelangende Störspannung genügend klein zu halten, wie weiter unten noch näher ausgeführt wird.

Außer den genannten einfachen Pendlern sind auch solche mit zwei Pendelstufen in einer Art Gegentaktschaltung angegeben worden. Diese ermöglichen eine echte Begrenzerwirkung im Sinne der klassischen FM-Empfangstechnik; sie sollen am Schluß der Arbeit ebenfalls besprochen werden.

Das Prinzip der Pendelrückkopplung

Es wird eine Röhre in Rückkopplungsschaltung so betrieben, daß sie in periodischem Wechsel eine weit überkritische und dann wieder eine weit unterkritische bzw. gar keine Rückkopplung bewirkt. Der Betriebszustand der Schaltung pendelt somit zwischen einem Zustand der

Schwingungsanfachung und einem der Schwingungsdämpfung hin und her; man spricht deshalb von **P e n d e l r ü c k k o p p l u n g**.

Für das Verständnis ist es am einfachsten, wenn wir uns zunächst vorstellen, daß einer der Elektroden dieser rückgekoppelten Röhre eine Wechsellspannung zugeführt wird, die ein getrennter Generator erzeugt. Dadurch wird die für die Rückkopplung wirksame Steilheit der Röhre periodisch geändert. In der Praxis sind allerdings nicht derartige Schaltungen mit fremderzeugter Pendelfrequenz, sondern die sogenannten Selbstpendler (self quenching) [2] am verbreitetsten. Deren Wirkungsweise ist jedoch etwas schwerer zu verstehen und soll erst weiter unten besprochen werden.

Wir nehmen an, daß der Generator dem Gitter der rückgekoppelten Röhre (Pendelröhre) eine sägezahnförmige Pendelspannung zuführt, und betrachten die Vorgänge innerhalb einer Pendelperiode.

Die Frequenz f_p der Pendelungen ist in der Praxis 20...70 kHz, während die Empfangsfrequenz in dem am meisten interessierenden UKW-Rundfunkband in der Größenordnung von 100 MHz liegt; es kommt also auf eine Pendelperiode eine sehr große Anzahl von Schwingungsperioden der Empfangsfrequenz bzw. der Eigenfrequenz des rückgekoppelten Kreises.

Innerhalb einer Pendelperiode unterscheiden wir zweckmäßig drei Zeitabschnitte. Den ersten bezeichnen wir als „Anfachungszeit“ T_a . Sie beginnt in dem Augenblick, in dem bei ansteigender Gitterspannung U_g diejenige Steilheit erreicht wird, die die Bedingung für kritische Rückkopplung eben erfüllt: $S = S_{kr}$. Während T_a herrscht dann überkritische Rückkopplung, und es werden Schwingungen angefacht, die nach einem Exponentialgesetz wachsen. Wir rechnen T_a bis zu dem Zeitpunkt, in dem die Schwingenspannung beginnt, die Röhre nichtlinear auszusteuern. Damit beginnt dann der zweite Zeitabschnitt, in dem die größten Schwingamplituden erreicht werden. Dieser sei als „Haupt-schwingzeit“ T_h bezeichnet. In dieser steigt die Steilheit zunächst trotz der eingetretenen Übersteuerung noch etwas an, durchläuft dann ein Maximum und fällt anschließend gemäß der steilen rückwärtigen Sägezahnflanke der Gitterspannung ab; dasselbe gilt für den „Anfachungsexponenten“. Dort, wo die mittlere Steilheit, die für die dann bestehende große Schwingamplitude zu nehmen ist, den Wert S_{kr} wieder unterschreitet, setzen wir das Ende der Hauptschwingzeit und den Beginn für den dritten Zeitabschnitt an: die „Dämpfungszeit“ T_d . Während dieser klingen die Schwingungen wieder ab.

In Bild 1 sind die Vorgänge in den drei zyklisch sich wiederholenden Zeitabschnitten schematisch dargestellt. Oben ist der sägezahnförmige Verlauf der Steuerspannung U_g dargestellt, die auf das Gitter der

Pendelröhre wirkt. Darunter ist gezeichnet, wie sich der Anodenstrom und die Steilheit der Pendelröhre gemäß der Wirkung der Pendelspannung ändern. Mit der Steilheit ändert sich das Anfachungsmaß α , das eine der wichtigsten Größen für die Betrachtung der Vorgänge bei der Pendelrückkopplung darstellt; der Verlauf von α ist in Bild 1 unterhalb der Kurve für I_a und S eingezeichnet. α ist nichts anderes als der Reziprokwert der jeweiligen Anfachungs-Zeitkonstante. Es ist dann das Anwachsen einer Schwingspannung durch die Formel $U = U_0 e^{\int \alpha dt}$ bestimmt. Bei der Pendelrückkopplung wechselt nun α zwischen positiven (Anfachungs-) und negativen (Dämpfungs-)Werten, und es hängt in einfacher Weise mit der Steilheit zusammen: $\alpha = \delta_0 \left(\frac{S}{S_{kr}} - 1 \right)$. Hierin ist δ_0 das Dämpfungsmaß des Schwingkreises in den Zeiten, in denen die Röhre keinen Anodenstrom führt. Mit dem „Parallel-Ersatzwiderstand“ R_0 und der Kapazität C des Schwingungskreises ist das Dämpfungsmaß durch die Beziehung $\delta_0 = \frac{1}{2 C R_0}$ verknüpft.

Die Verstärkung mittels Schwingungslawinen

Wichtig ist vor allem das Verhalten einer Pendelstufe zu den Zeitpunkten, zu denen der Übergang vom Dämpfungszustand in den Anfachungszustand erfolgt. Ein solcher Übergangszeitpunkt ist durch die Bedingung $S = S_{kr}$ und $\alpha = 0$ gegeben.

Es soll nun der Anfachungsvorgang näher untersucht werden. Dazu nehmen wir an, daß die in der vorhergehenden Pendelperiode angefachte Schwingung während der Dämpfungszeit bis zur Unmerklichkeit abgeklungen sei. Die Röhre mit dem rückgekoppelten Schwingkreis befindet sich dann in dem genannten Übergangszeitpunkt in einem labilen Gleichgewicht; jeder kleine Anstoß kann sie wieder zum Schwingen bringen. Ein solches Anstoßen wird immer erfolgen: entweder durch eine im Schwingkreis wirkende Empfangsspannung, oder auch — besonders bei Fehlen einer solchen Nutzspannung — durch die Wirkung der äußerst geringen unregelmäßigen Spannungs- bzw. Stromschwankungen, die in jedem Widerstand und in jeder Röhre auftreten [3].

Wir können also stets mit einer „Anfangsspannung“ U_0 rechnen, von der aus die Schwingungen anwachsen können. Je größer diese Anfangsspannung ist, um so schneller werden große Amplituden erreicht.

Als Ausgangspunkt unserer Betrachtungen (Zeit = 0) wollen wir den Zeitpunkt wählen, in dem α in positiver Richtung durch Null geht. In diesem Zeitpunkt können kleinste Einwirkungen den Anschwingvorgang von Grund aus beeinflussen. Man kann diesen mit dem Anwachsen einer

Die Verstärkung mittels Schwingungslawinen

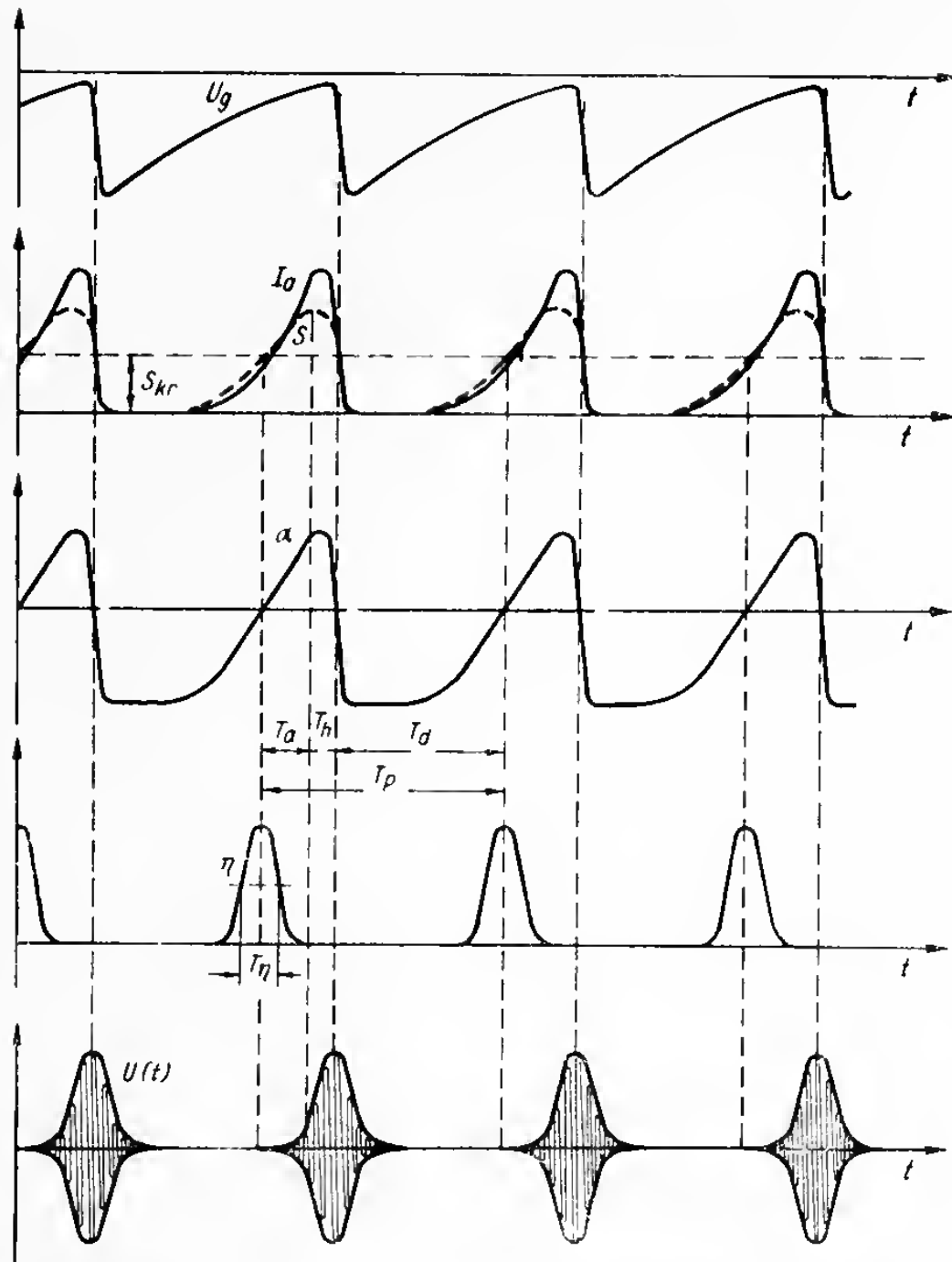


Bild 1. Zeitlicher Verlauf von U_g , I_a , S , α , η und U in einer sägezahnförmig gesteuerten Pendelstufe

Lawine vergleichen, die ebenfalls durch einen geringfügigen Vorgang ins Rollen gebracht wird und dann zu riesigen Auswirkungen führt. Bei elektrischen Vorgängen bedeutet ein solcher Zustand, daß winzige beim Anfachungsbeginn auf die Pendelstufe einwirkende Spannungen letzten Endes beträchtliche Schwingspannungen deutlich beeinflussen können. Dadurch wird eine außerordentlich hohe Verstärkerwirkung erzielt.

Während des größten Teils der übrigen Zeit, insbesondere natürlich in der Hauptschwingzeit, ist die Pendelstufe so gut wie unempfindlich. Man kann daher von einer periodisch wechselnden Ansprechfähigkeit reden, die in dem genannten Zeitpunkt, in dem $\alpha = 0$ ist, jeweils ihr Maximum hat. Vor und hinter diesem fällt sie, wie wir noch sehen werden, in der Form einer Gaußschen Glockenkurve ab. Das Maximum ist dabei um so breiter, je weniger steil der α -Anstieg verläuft.

In Bild 1 ist der zeitliche Verlauf der „relativen Ansprechfähigkeit“ η unter der α -Kurve dargestellt, wobei für die maximale Ansprechfähigkeit $\eta_{\max} = 1$ gesetzt ist. — Ganz unten ist dann das An- und Abschwellen der hochfrequenten Schwingspannung gezeichnet.

Nun hat der Pendelrückkopplungsempfänger in unserem Fall die Aufgabe, modulierte Wellen zu verstärken bzw. zu empfangen; die Änderungen einer von der Schwingspannung abgeleiteten Richtspannung müssen dann dem Modulationsvorgang folgen. Dies ist nur möglich, wenn die Pendelfrequenz so hoch ist, daß auf jede Modulationsperiode der höchsten noch wiederzugebenden Modulationsfrequenz mehrere Anschwingvorgänge entfallen, denn mittels der einzelnen Anschwingvorgänge wird sozusagen die Hüllkurve der Modulation punktweise abgetastet. Bei zu kleiner Abtastfrequenz (Pendelfrequenz) könnte man so nicht mehr alle Feinheiten der Modulationskurve erfassen. Außerdem würde, wenn die Pendelfrequenz unter das Doppelte der höchsten hörbaren Frequenz gelegt würde, das Gebiet der Differenzfrequenzen teilweise in den Hörbereich fallen und sich störend bemerkbar machen.

Es gibt drei grundsätzlich verschiedene Arten, wie man die der Modulation entsprechenden Schwankungen der Anfangsspannung auf den resultierenden Richtstrom der Pendelstufe wirken lassen kann [4]. Die beiden ersten kommen beim „Fremdpendler“ zur Anwendung, die dritte beim „Selbstpendler“. Bei der ersten wird die Rückkopplung so eingestellt, daß die Röhre niemals so große Schwingamplituden erzeugt, daß sie durch diese nennenswert übersteuert würde. Dann sind die Maximal-Amplituden, die z. B. Spannungswerte in der Größenordnung von 1 V erreichen, der Anfangsspannung einfach proportional, und man spricht von „linearem Pendelbetrieb“.

Die zweite Möglichkeit ist die, daß man eine wesentlich festere Rückkoppelungseinstellung wählt, so daß die Pendelröhre in der Haupt-

Berechnung eines Anschwingvorganges

schwingzeit stets auf größte Schwingleistung kommt. Wenn sich dann die Anfangsspannung ändert, so bleibt die Maximalamplitude der einzelnen Anschwingvorgänge etwa gleich, aber es ändert sich die Zeit, in der diese erreicht wird. Auch bei einem solchen Pendler ist eine Demodulation möglich, denn der mittlere Richtstrom bei der Gleichrichtung hängt nicht nur von der Höhe, sondern auch von der relativen Dauer der Schwingzüge ab. Diese Dauer hängt allerdings nicht mehr linear mit der Anfangsspannung zusammen, sondern nach einem logarithmischen Gesetz. Man spricht deshalb von „logarithmischem Pendelbetrieb“.

Bei den sog. Selbstpendlerschaltungen kommt die dritte Möglichkeit zur Anwendung. Dort verwendet man die Schwingungen selbst dazu, um durch negative Aufladung des Gitters der Pendelröhre die Anfachung selbsttätig zu unterbrechen, sobald eine gewisse Amplitude erreicht ist. Dann bleibt sowohl die Maximalamplitude als auch die Dauer der Hauptschwingzeit praktisch unverändert; es ändert sich aber die Anfachzeit und damit die Frequenz der Pendelungen. Auf dem Umweg über diese kommen dann auch wieder Richtstromänderungen zustande, die dann ebenfalls in einem ungefähr logarithmischen Zusammenhang mit der Anfangsspannung stehen.

In der schematischen Zeichnung Bild 2 sind die zeitlichen Vorgänge in den drei besprochenen Fällen dargestellt. Doch entsprechen die Verhältnisse in der Zeichnung insofern nicht der Wirklichkeit, als das Verhältnis der Anfangsspannung zur maximalen Schwingspannung in der Wirklichkeit viel größer ist. Ohne Sender beträgt die Anfangsspannung beispielsweise $30\text{ }\mu\text{V}$, beim Empfang eines Senders zwischen $500\text{ }\mu\text{V}$ und 50 mV . Die maximalen Schwingungen liegen bei linearem Pendelbetrieb zwischen $0,5$ und 3 V , beim logarithmischen zwischen 7 und 40 V . Diese Verhältnisse sind denn auch für die hohe Verstärkerwirkung einer solchen Pendlerschaltung kennzeichnend.

Die Demodulation der starken angefachten Schwingungen erfolgt gewöhnlich durch Gleichrichtung am unteren Knick der Röhrenkennlinie.

Berechnung eines Anschwingvorganges

Die rechnerische Behandlung des Anschwingvorganges ist auf verschiedene Weise durchzuführen und erfordert für die allgemeinsten Voraussetzungen einen erheblichen mathematischen Aufwand [5]. Die im folgenden gegebene verhältnismäßig einfache Ableitung des Verfassers gilt für den für FM-Rundfunkempfang allein in Betracht kommenden Fall, daß die Schwingungen in der Dämpfungszeit vor dem Beginn einer neuen Anfachzeit bis zur Unmerklichkeit abgeklungen sind, so daß also zwei aufeinanderfolgende Pendelperioden als unab-

Der Pendelempfang

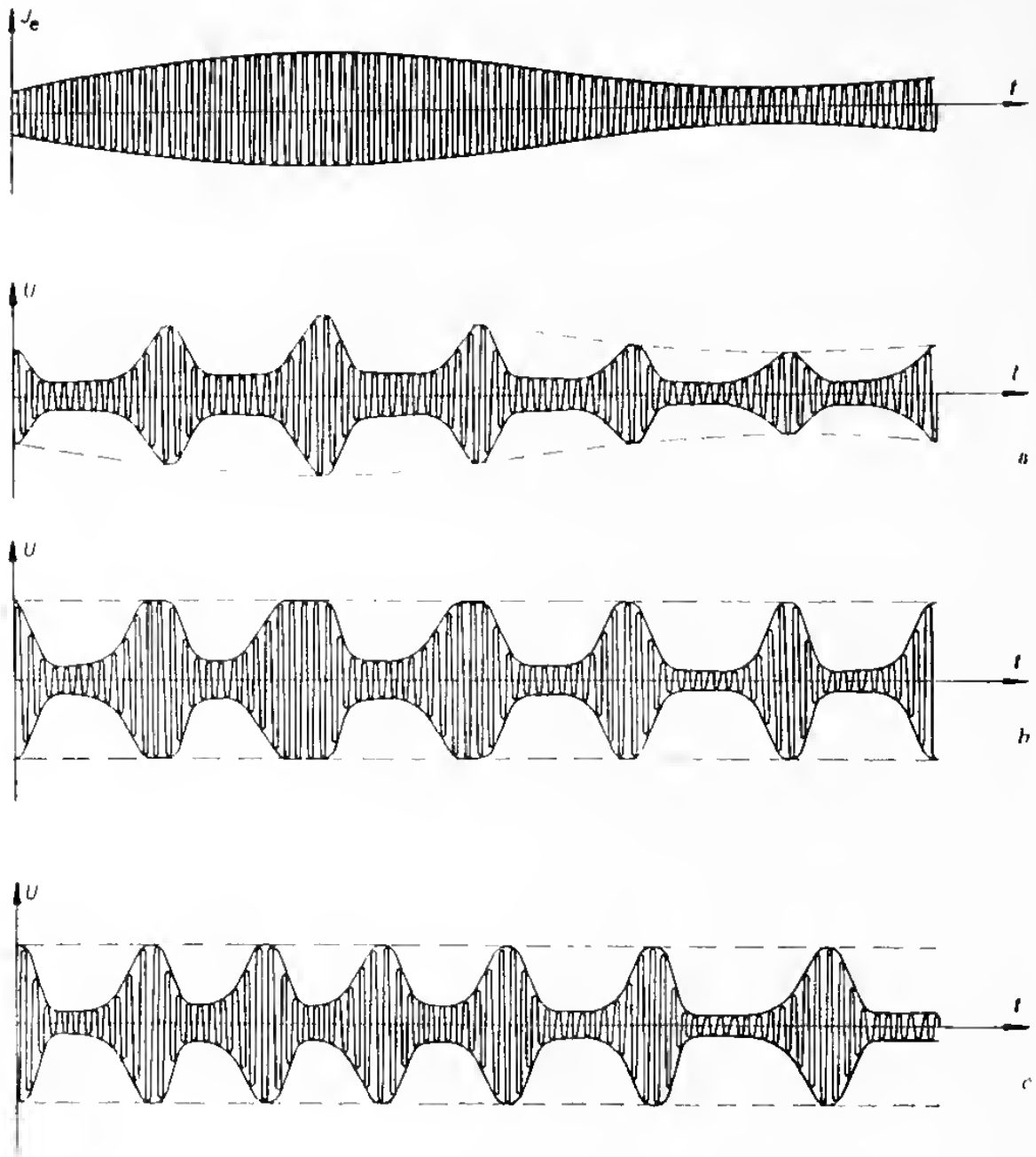
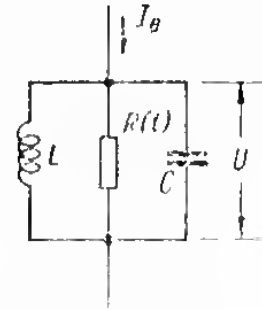


Bild 2. Spannungsverlauf: (schematisch)

- a) des linearen Pendlers beim Empfang einer modulierten Hf
- b) des fremdgesteuerten, logarithmisch arbeitenden Pendlers beim Empfang einer modulierten Hf
- c) des Selbstpendlers beim Empfang einer modulierten Hf

hängig voneinander betrachtet werden können. Die Ableitung entspricht wohl auch weitgehend Berechnungen, die im Laboratorium der Hazeltine Electronics Corp. in Amerika durchgeführt wurden und von denen einige kurze Angaben veröffentlicht sind [6]. Weitere ähnliche Rechnungen hat L. Riebmann [7] gegeben.

Bild 3. Schwingkreis mit Hf. Einströmung und einem zeitlich sich ändernden Ersatzparallelwiderstand $R(t)$, der durch das Zusammenwirken der ursprünglichen Kreisdämpfung mit der Wirkung der Pendelrückkopplungsröhre zustandekommt



Wir betrachten einen Schwingkreis in Parallelresonanzschaltung (Bild 3). Dieser wird einmal von einem Hochfrequenzstrom durchflossen, zum anderen wird er durch die angeschlossene Röhre zeitweise überkritisch rückgekoppelt. Diese Rückkopplungswirkung kann man symbolisch auch so darstellen, daß der Parallel-Ersatzwiderstand seine Größe in Abhängigkeit von der Zeit ändert: $R = R(t)$, und daß dieser Widerstand dabei sowohl negative Werte (bei der Anführung), als auch positive Werte (beim Ausschwingen) durchläuft. Mit dem Anfachungsmaß besteht dann der Zusammenhang $R(t) = -\frac{1}{2\alpha(t)C}$. Solange kein Anodenstrom in der Röhre fließt, ist $R(t) = R_0 = \frac{1}{2\delta_0 C}$, worin δ_0 das Dämpfungsmaß des von der Röhre unbeeinflussten Kreises ist. Wir legen nun den Zeitmaßstab so, daß an der Stelle des Nulldurchganges der α -Kurve in Richtung auf positive Werte auch der Zeitnullpunkt liegt, d. h. $\alpha(t) = 0$ für $t = 0$ ist. Der Kreis werde nun von einem Wechselstrom der Empfangsfrequenz $I_e = I_0 \cdot e^{i\omega t}$ durchflossen, z. B. dem Anodenwechselstrom der vorhergehenden Röhre. Die Differentialgleichung lautet dann

$$\frac{d^2 U}{dt^2} - 2\alpha(t) \cdot \frac{dU}{dt} + \frac{1}{LC} \cdot U = \frac{1}{C} \cdot \frac{dI_e}{dt}.$$

Da nun $\alpha(t)$ eine Funktion von t ist, ist eine elementare Integration dieser Gleichung nicht möglich.

Nun machen wir die Voraussetzung, daß die Periodizität der Dämpfungsänderungen gegenüber der Periode von ω eine sehr langsame sei, und daß damit auch stets $\alpha^2 \ll \omega^2$ gesetzt werden kann. Damit können wir eine Näherungslösung der Differentialgleichung finden, die für die praktisch in Betracht kommenden Verhältnisse paßt.

Der Pendelempfang

Für die Integration der Gleichung wenden wir einen Kunstgriff an. Wir denken uns zunächst an Stelle des dauernd einwirkenden Wechselstromes I_e einen solchen, der nur während einer relativ kurzen Zeitspanne, von τ bis $\tau + \Delta t$, einwirkt, d. h. einen Wechselstromimpuls von

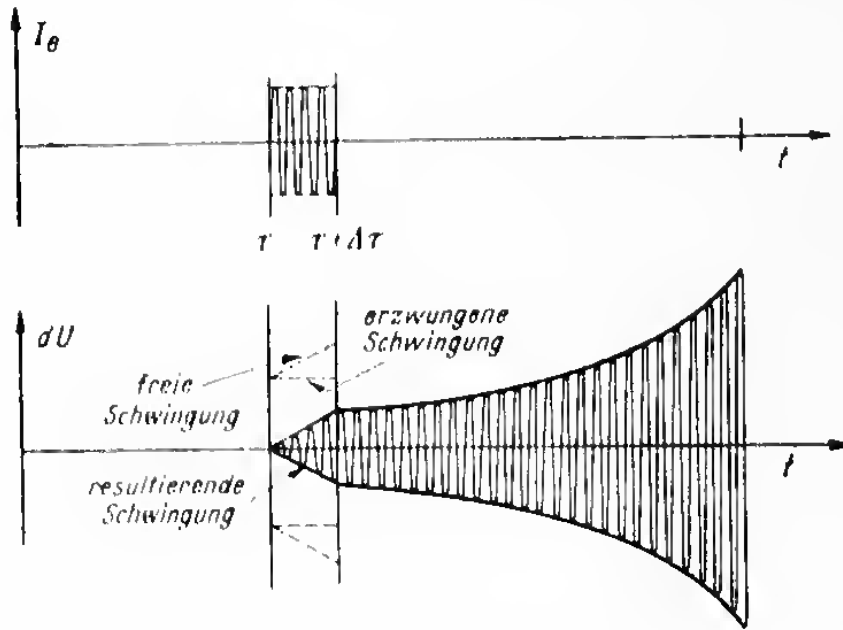


Bild 4.
Anschwingvorgang im HF-Kreis mit positivem α unter der Wirkung eines I_e -Impulses

der Dauer Δt , während deren wir dann α näherungsweise als konstant ansehen dürfen, und integrieren später über alle Impuls-Einsatzzeitpunkte. Mathematisch ausgedrückt heißt das:

$$\text{für } t < \tau: I_e = 0 \quad \text{für } \tau \leq t \leq \tau + \Delta t: I_e = I_0 \cdot e^{i\omega t}$$

und für $t > \tau + \Delta t: I_e = 0$ (s. Bild 4). Hierbei kann τ sowohl > 0 wie auch < 0 sein. Während der Zeit Δt erhalten wir dann eine Lösung, die sich in der bekannten Weise aus der „freien“ und der „erzwungenen“ Schwingung zusammensetzt:

$$\text{Freie Schwingung } u_0 = u_0 \cdot e^{(\alpha_\tau + i\omega_0)(t - \tau)},$$

$$\text{worin } \omega_0 \approx \sqrt{\frac{1}{LC}} \text{ gesetzt ist;}$$

$$\text{erzwungene Schwingung } u_1 = a_1 \cdot e^{i\omega t} = \frac{-I_0 \cdot e^{i\omega t}}{2C(\alpha_\tau - i\Delta\omega)},$$

$$\text{worin } \Delta\omega = \omega - \omega_0.$$

Im Zeitpunkt $t = \tau$, also zu Beginn der Anregung durch den Wechselstrom-Impuls, muß noch $u_0 + u_1 = 0$ gelten. Daraus ergibt sich die

Berechnung eines Anschwingvorganges

(komplexe) Anfangsamplitude der freien Schwingung:

$$a_0 = \frac{l_0 \cdot e^{i\omega\tau}}{2 C (\alpha_\tau - i\Delta\omega)}$$

Damit erhalten wir für die gesamte Schwingspannung:

$$u = u_0 + u_1 = \frac{l_0 [e^{i\omega\tau} \cdot e^{(\alpha_\tau + i\omega_0)(t-\tau)} - e^{i\omega t}]}{2 C (\alpha_\tau - i\Delta\omega)}$$

Im Zeitpunkt $t = \tau + \Delta t$ gilt dann:

$$\Delta u(\tau) = \frac{l_0}{2 C (\alpha_\tau - i\Delta\omega)} \cdot [e^{i\omega\tau} \cdot e^{(\alpha_\tau + i\omega_0)\Delta t} - e^{i\omega(\tau + \Delta t)}]$$

Läßt man jetzt $\Delta t \rightarrow 0$ gehen, so wird $e^{(\alpha_\tau + i\omega_0)dt} \approx 1 + (\alpha_\tau + i\omega_0)dt$ und $e^{i\omega(\tau + dt)} \approx e^{i\omega\tau} (1 + i\omega dt)$. Die durch einen Elementarimpuls erzeugte differentielle Spannung wird damit:

$$du(\tau) = \frac{l_0 \cdot e^{i\omega\tau}}{2 C (\alpha_\tau - i\Delta\omega)} \cdot [1 + (\alpha_\tau + i\omega_0)dt - 1 - i\omega dt]$$

Wegen $\Delta\omega = \omega - \omega_0$
wird daraus

$$du(\tau) = \frac{l_0 \cdot e^{i\omega\tau}}{2 C (\alpha_\tau - i\Delta\omega)} \cdot (\alpha_\tau - i\Delta\omega) \cdot dt = \frac{l_0}{2 C} \cdot e^{i\omega\tau} \cdot dt$$

Damit haben wir den Ausdruck für die Schwingspannung, die am Ende einer Zeitspanne dt durch den während derselben wirkenden Wechselstrom entstanden ist.

Es dürfte zunächst auffallen, daß in dieser Formel die Verstimmungsgröße $\Delta\omega$ nicht mehr vorkommt. Bei genauer Überlegung wird dies aber sofort klar, denn ein unendlich kurzer Hf-Impuls hat auch ein unendlich breites Frequenzspektrum, so daß keine Frequenzabhängigkeit mehr auftreten kann. Eine solche kommt erst im späteren Rechnungsgang auf dem Umweg durch die Integration über sämtliche Impulseinsatzzeitpunkte unter Berücksichtigung der Phasenbeziehungen wieder herein.

Nach dem Zeitpunkt $\tau + dt$ hört, wie wir zunächst angenommen haben, die Einwirkung von l_e auf; der Kreis aber schwingt noch in seiner freien Schwingung weiter, und bei positivem α wächst die Amplitude an. Für die Schwingspannung, die sich dann bis zu einem späteren Zeitpunkt T ausbildet, gilt

Der Pendelempfang

$$\begin{aligned}
 dU_T(\tau) &= du(\tau) \cdot e^{i\omega_0(T-\tau)} \cdot e^{\int_{\tau}^T a dt} \\
 &= \frac{I_0}{2C} \cdot e^{i\omega_0\tau + i\omega_0T - i\omega_0\tau} \cdot e^{\int_{\tau}^T a dt} \cdot dt \\
 &= \frac{I_0}{2C} \cdot e^{i\Delta\omega\tau + i\omega_0T} \cdot e^{\int_{\tau}^T a dt} \cdot dt.
 \end{aligned}$$

In dieser Formel ist der Faktor $e^{\int_{\tau}^T a dt}$ von besonderer Bedeutung. Um sie zu erkennen, zerlegen wir das Integral im Exponenten:

$$\int_{\tau}^T a dt = \int_0^T a dt - \int_0^{\tau} a dt$$

und machen außerdem die in fast allen praktischen Fällen genügend genau zutreffende Annahme, daß die Größe a in einer gewissen Umgebung der Stelle $t = 0$, $a = 0$ linear mit der Zeit anwächst: $a = K \cdot t$. K ist dann das Steigungsmaß der a -Kurve am Nulldurchgang zu positiven Werten. Dieses stellt eine fundamentale Größe für das ganze Verhalten einer

Pendelrückkopplungsschaltung dar. Wir können damit $\int_0^{\tau} a dt = \frac{K}{2} \tau^2$ ausrechnen und erhalten jetzt

$$dU_T(\tau) = \frac{I_0}{2C} \cdot e^{i\Delta\omega\tau} \cdot e^{i\omega_0T} \cdot e^{-\frac{K}{2}\tau^2} \cdot e^{\int_0^T a dt} \cdot dt.$$

Wenn wir jetzt von den beiden Faktoren $e^{i\Delta\omega\tau}$ und $e^{i\omega_0T}$ absehen, die lediglich die Phase angeben, und nur den Betrag der Schwingspannung zur Zeit T betrachten:

$$\left| dU_T(\tau) \right| = \frac{I_0}{2C} \cdot e^{-\frac{K}{2}\tau^2} \cdot e^{\int_0^T a dt} \cdot dt$$

so zeigt uns der Faktor $e^{-\frac{K}{2}\tau^2}$ die Abhängigkeit der entstandenen Schwingspannung von dem Zeitpunkt τ der Einwirkung des Stromimpulses. Vergleichen wir nun die Wirkung gleich großer Stromimpulse, die zu verschiedenen Zeiten τ beginnen, so erkennen wir aus der Formel, daß die Größe von $dU_T(\tau)$ für $\tau = 0$ ein Maximum ist und für frühere

und spätere τ -Werte gemäß dem Faktor $e^{-\frac{K}{2}\tau^2}$ abnimmt. In diesem

Berechnung eines Anschwingvorganges

Ausdruck erkennen wir die oben besprochene „relative Ansprechfähigkeit“ wieder: Es ist $\eta = e^{-\frac{K}{2}\tau^2}$.

In Bild 5 sind die Vorgänge für drei verschiedene Zeitpunkte τ des Impulseinsatzes gezeichnet. Man sieht, wie bei einem vor $t = 0$ wirkenden

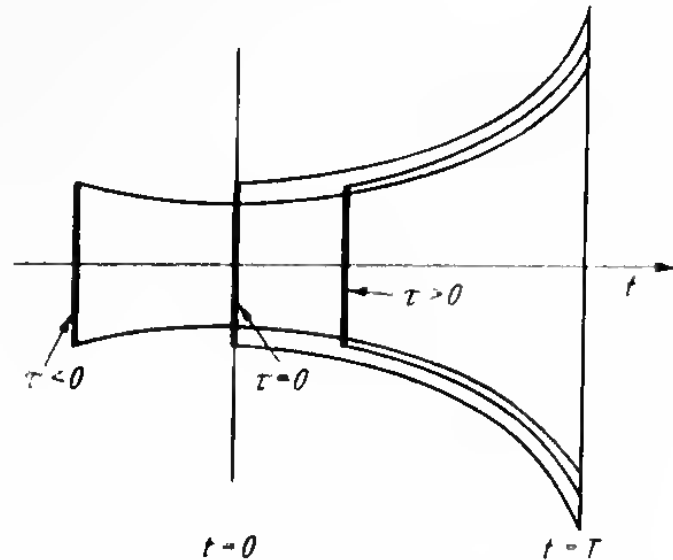


Bild 5. Amplitudenverlauf im HF-Kreis unter Wirkung von I_e -Impulsen, die zu verschiedenen Zeiten τ eintreffen

den Impuls zuerst ein Abklingen der von ihm verursachten freien Schwingung stattfindet und wie für einen nach $t = 0$ wirkenden Impuls die Zeitdauer des Anwachsens der freien Schwingung kleiner wird, so daß in beiden Fällen bis zum Zeitpunkt T eine geringere Schwingspannung erreicht wird als beim Zentralimpuls.

Nun kehren wir zu der Formel

$$dU_T(\tau) = \frac{I_0}{2C} \cdot e^{i\Delta\omega\tau} \cdot e^{i\omega_0 T} \cdot e^{-\frac{K}{2}\tau^2} \cdot e^{\int_0^T \alpha dt} \cdot dt,$$

die auch die Phasenbeziehung mitenthält, zurück, und fassen den fort-dauernd einwirkenden Wechselstrom I_e als pausenlose Folge solcher kurzer Wechselstromimpulse auf. Damit gelangen wir zur Lösung unseres eigentlichen Problems. Zur Bestimmung der hierdurch entstehenden Gesamtspannung U_T braucht man dann nur noch eine Integration über alle τ -Werte durchzuführen. Die notwendige Phasenkohärenz ist dabei durch den zu Anfang schon gemachten Ansatz $I_e = I_0 \cdot e^{i\omega t}$ von vornherein gewährleistet.

Nehmen wir an, daß T ein so später Zeitpunkt sei, daß τ -Werte, die $> T$ sind, keinen nennenswerten Beitrag mehr liefern, so dürfen wir

Tafel 3

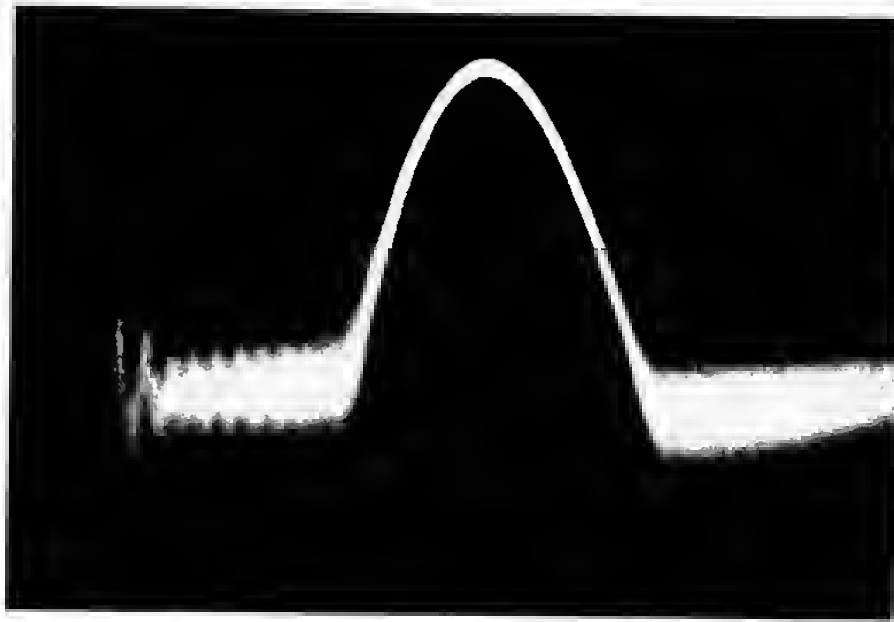


Bild 8. Oszillographisch aufgenommene resultierende Resonanzkurve eines Selbstpendlers

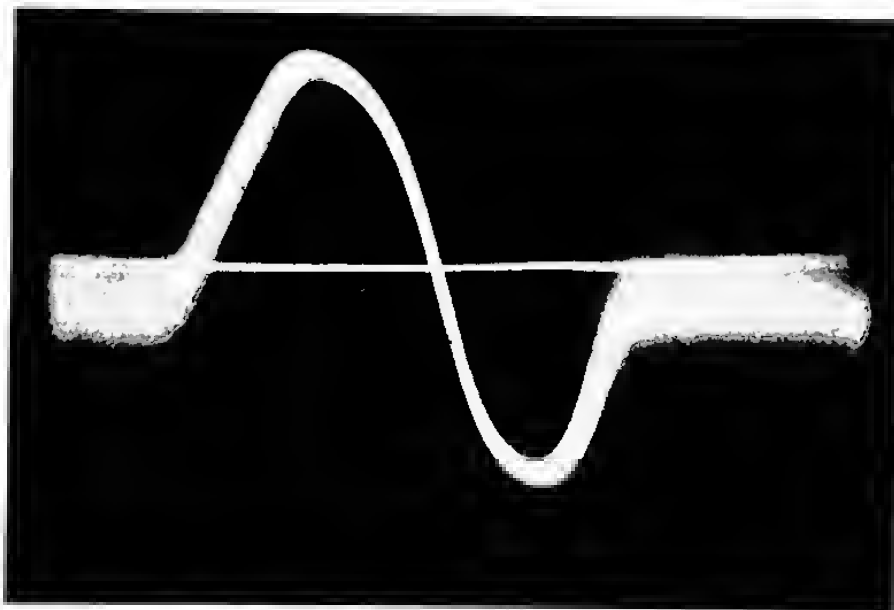


Bild 25. Oszillographisch aufgenommene Diskriminatorkurve der in Bild 25 dargestellten Differentialpendlerstufe

Der Pendelempfang

die obere Integrationsgrenze ohne wesentlichen Fehler mit $\tau = \infty$ ansetzen, was eine Integration in geschlossener Form ermöglicht. Wir erhalten dann

$$U_T = \frac{I_0}{2C} \cdot e^{i\omega_0 T} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\Delta\omega\tau} \cdot e^{-\frac{K}{2}\tau^2} d\tau \cdot e_0^T \int_0^T \alpha dt.$$

Die Integration ergibt [8]

$$U_T = \frac{I_0}{2C} \cdot e^{i\omega_0 T} \cdot \sqrt{\frac{2\pi}{K}} \cdot e^{-\frac{(\Delta\omega)^2}{2K}} \cdot e_0^T \int_0^T \alpha dt.$$

Mit dieser Beziehung ist der Amplitudenverlauf bei der Anfachung und, wie man leicht erkennt, auch das Selektionsverhalten gegeben.

Amplitudenverlauf

Die Formel für U_T enthält noch zwei Faktoren, die von T abhängen:

$e^{i\omega_0 T}$ und $e_0^T \int_0^T \alpha dt$. Während der erstere nur wieder die Phasenbeziehung gibt, kann man aus dem zweiten das Anwachsen der Amplitude mit der Zeit entnehmen. Da wir uns jedoch bei der Ableitung der Formel im Zusammenhang mit der oberen Integrationsgrenze von τ auf die Berechnung für relativ späte Zeitpunkte von T beschränkt hatten, gilt sie für den Beginn des Anschwingvorganges noch nicht.

Die Formel beschreibt den Vorgang so, als ob die Schwingung von einer im Zeitpunkt $t = 0$ vorhandenen Anfangsspannung

$$U_0 = \frac{I_0}{2C} \cdot \sqrt{\frac{2\pi}{K}} \cdot e^{-\frac{(\Delta\omega)^2}{2K}} \text{ aus anwachsen würde.}$$

Diese „Anfangsspannung“ ist eine formelmäßig oft gut verwendbare, aber nur gedachte Rechengröße. In Wirklichkeit herrscht im Zeitpunkt $t = 0$ nur die Hälfte dieser Spannung am Schwingkreis. Trotzdem verläuft der Anschwingvorgang in seinen späteren Stadien so, als ob er von der errechneten Anfangsspannung ausgegangen wäre. Dies ist so zu erklären, daß der erregende Wechselstrom auch nach dem Zeitpunkt $t = 0$ noch einwirkt, und wegen der Symmetrie der η -Kurve in bezug auf diesen Punkt nochmals ebensoviel zur späteren Schwingamplitude beiträgt. In Bild 6 sind die Anfangsspannung, der von ihr aus gerechnete und der wirkliche Verlauf der Schwingspannung am Beginn eines Anschwingvorganges gezeichnet.

Resonanzverhalten

Für die Abhängigkeit von der ankommenden Frequenz ist der Faktor $e^{-\frac{(\Delta\omega)^2}{2K}}$ kennzeichnend. Die Resonanzkurve der Anfangsspannung ist durch $\frac{U}{U_{Res}} = e^{-\frac{(\Delta\omega)^2}{2K}}$ bestimmt. Auch diese hat die Gestalt einer Gaußschen Glockenkurve. Eine genau ebenso geformte Kurve würde man als Hüllkurve für das Frequenzspektrum eines einzelnen glockenförmigen Impulses von der Form der η -Kurve herausbekommen.

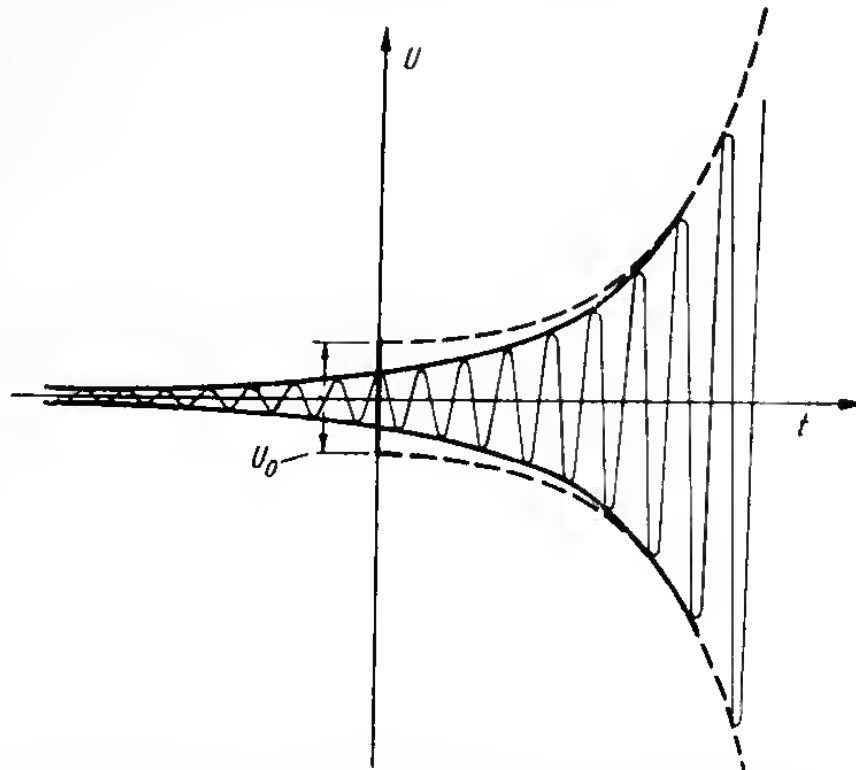


Bild 6. Anschwingvorgang im HF-Kreis unter der Wirkung einer dauernden HF-Einströmung und der entsprechende von einer „Anfangsspannung“ aus gerechnete Amplitudenverlauf (gestrichelt)

Die Bandbreite ergibt sich durch eine einfache Umrechnung zu $B = 0,265 \sqrt{K}$, wenn wir darunter, wie üblich, den Frequenzabstand (in Hz) zweier rechts und links der Resonanzstelle liegender Resonanzkurvenordinaten verstehen, deren Höhe das $\frac{1}{\sqrt{2}}$ -fache der Maximalordinate beträgt. Man sieht, daß diese Bandbreite wieder ausschließlich durch K , d. h. die Schnelligkeit des Übergangs von der Dämpfung zur Anfachung, bestimmt ist. Auch dies ist leicht einzusehen: hohes K bedeutet, daß die

Dämpfung des Schwingkreises nur kurzzeitig Werte um Null aufweist. Dadurch muß die Resonanz flacher werden, als wenn längere Zeit niedrige Dämpfungswerte gelten. — Umgekehrt kann man für eine geforderte Bandbreite $K = 4,2 \cdot B^2$ errechnen.

Die Resonanzkurve der Anfangsspannung ist als die hochfrequente Resonanzkurve des Pendlers anzusehen und als solche für die Selektion maßgebend. Durch ihre Gaußsche Glockenform fällt sie übrigens nach größeren Verstimmungen zu viel schneller ab als eine gewöhnliche Einzelkreisresonanzkurve gleicher Bandbreite [9], womit eine verhältnismäßig gute sog. „Weitab-Selektion“ des Pendlers gegeben ist.

Die Resonanzkurve der Anfangsspannung können wir auch als „Grundresonanzkurve“ des Pendlers bezeichnen. Im Falle des linearen Pendelbetriebes hängt auch der Richtstrom der Pendelstufe in gleicher Weise von der Frequenz eines Meßsenders ab. Die Resonanzkurve für den Richtstrom des Pendlers (bei konstanter Hf-Eingangsspannung gemessen) bezeichnen wir als „resultierende Resonanzkurve“. Im Gegensatz zum linearen Pendelbetrieb ist nun beim logarithmischen Pendelbetrieb die Form der resultierenden Resonanzkurve von derjenigen der Grundresonanzkurve wesentlich verschieden. Durch den logarithmischen Zusammenhang zwischen Richtstrom und Anfangsspannung wird die erstere gegenüber der letzteren stark abgeflacht; die resultierende Kurve hat dann in ihrem größten Teil etwa die Form einer nach unten geöffneten Parabel (Bild 7) und nähert sich nur in ihren untersten Teilen, für die der logarithmische Zusammenhang nicht mehr gilt, wieder der Gaußschen Glockenform an.

Wenn man die Abhängigkeit des Richtstromes bzw. der Richtspannung von der Anfangsspannung kennt, so kann man die Grundresonanzkurve zeichnerisch in die resultierende Resonanzkurve überführen. In Bild 7 ist eine solche graphische Konstruktion dargestellt. Es sind dort Grundresonanzkurven für verschiedene Werte der Antennen-EMK in geometrischer Stufung dargestellt, und man erkennt, wie die Maxima der zugehörigen resultierenden Resonanzkurven dann eine gleichmäßige (arithmetische) Höhenstufung aufweisen.

Messung der Resonanzkurven

Bei jedem Empfänger gibt es grundsätzlich zwei Möglichkeiten einer Resonanzkurvenmessung: 1. die Messung der Empfänger-Ausgangsspannung in Abhängigkeit von der Frequenz bei konstanter Meßsenderspannung; 2. die Messung der für eine bestimmte konstante Ausgangsspannung erforderlichen Meßsenderspannung am Eingang in Abhängigkeit von der Frequenz. Im letzteren Falle erhält man dann die übliche

Messung der Resonanzkurven

Resonanzkurven-Darstellung, indem man die Reziprokwerte der erforderlichen Eingangsspannungen als Ordinalen über der Frequenz aufträgt.

Im allgemeinen erhält man bei den beiden Messungen verschiedene Resonanzkurven. Die mit konstanter Ausgangsspannung ermittelte Re-

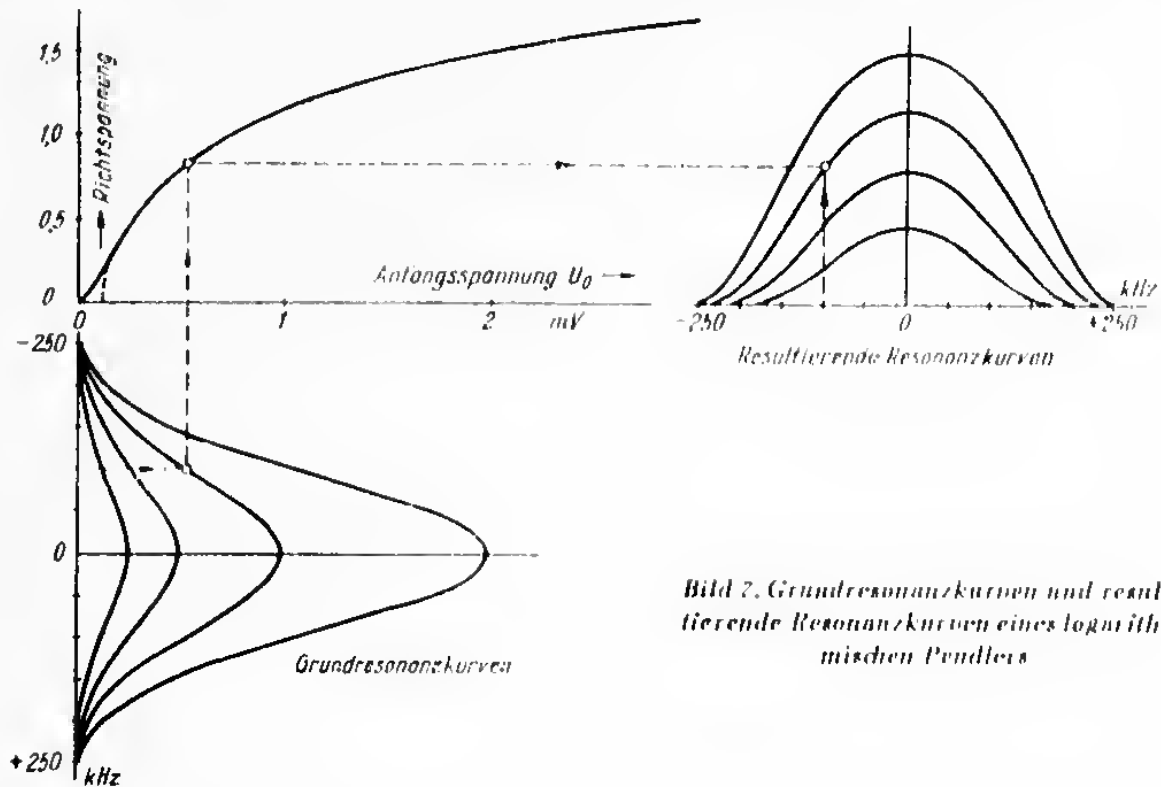


Bild 7. Grundresonanzkurven und resultierende Resonanzkurven eines logarithmischen Pendlers

sonanzkurve gibt die reine hochfrequente Durchlaßkurve eines Empfängers, weil bei dieser Messung sowohl der Einfluß der Hf-Gleichrichtung als auch z. B. der einer selbsttätigen Verstärkungsregelung eliminiert sind. Die Messung nach 1. enthält diese beiden Einflüsse mit; ihr Ergebnis ist somit amplitudenabhängig und hat für die sonstigen Empfänger kaum praktischen Wert.

Für den Pendelempfänger haben nun beide Messungen Bedeutung. Die Messung der „resultierenden Resonanzkurve“ nach 1. erlaubt eine übersichtliche Beurteilung der FM-Modulationseigenschaften, während die Messung nach 2., wie immer, für die hochfrequente Selektion maßgebend ist.

Will man die „resultierende Resonanzkurve“ eines Pendelempfängers messen, so muß dabei am Ausgang wirklich der Richt-Gleichstrom bzw. die Richt-Gleichspannung erfaßt werden. Man darf also nicht einen amplitudenmodulierten Meßsender nehmen und dann die niederfrequente Ausgangsspannung des Empfängers in Abhängigkeit von der eingestell-

ten Frequenz aufnehmen. Im Falle des logarithmischen Pendelbetriebes würde sich dann im ganzen Resonanzbereich eine fast konstante Nf-Ausgangsspannung zeigen, die zu beiden Seiten der Resonanz in eine etwa ebenso große Rauschspannung überginge. Die Richt-Gleichspannung dagegen, mit der die Nf-Spannung bei dieser Anordnung logarithmisch zusammenhängt, durchläuft ein ausgesprochenes Resonanzmaximum. Sie ist jedoch nicht leicht statisch zu messen, weil sie im Verhältnis zur Anoden-Gleichspannung recht klein ist. Deshalb greift man zur Ermittlung der resultierenden Resonanzkurve eines Pendelempfängers meist zum Hochfrequenzkurvenschreiber.

Bild 8 zeigt eine solche oszillografisch aufgenommene Resonanzkurve eines Selbstpendlers. Solange die Senderfrequenz weit von der Resonanzstelle entfernt ist, zeigen sich die völlig unregelmäßigen Richtspannungsschwankungen, die für das Kreis- und Röhrenrauschen charakteristisch sind. In der Mitte des Leuchtschirmes erhebt sich der Resonanzkurvenbogen; sobald er ein Stückchen weit aus dem „Rauschgrieff“ heraus ist, zeigt er sich als völlig glatte Linie. Durch Ändern der vom Meßsender abgegebenen EMK kann man den Kurvenbogen in verschiedener Höhe und Breite aus dem Horizont des Rauschgrieffes herausragen lassen. Seine Gestalt ändert er dabei nur wenig; er verschiebt sich im wesentlichen nur als Ganzes in der Höhe. In ihrem oberen Teil zeigt die Kurve mit guter Annäherung die Form einer hängenden Parabel, die bei genau logarithmischer Richtspannungsabhängigkeit theoretisch zu erwarten ist.

Für die Messung der Grundresonanzkurve arbeitet man bei konstanter Ausgangsspannung, wie dies von der Messung der Selektionskurve eines schwundgeregelten AM-Rundfunkempfängers bekannt ist. Bei Pendlern, insbesondere Selbstpendlern, ist es oft am zweckmäßigsten, die Rauschspannung am Ausgang einem Instrument (möglichst mit quadratischem Meßprinzip) zuzuführen. Es ist ja bekannt, daß das Rauschen eines solchen Empfängers durch eine einfallende Empfangsspannung abgeschwächt wird. Man stellt jetzt die Niederfrequenzverstärkung so ein, daß sich ohne Meßsender-EMK z. B. gerade Vollauschlag durch die Rauschspannung ergibt. Dann schaltet man den Meßsender ein und gibt eine unmodulierte EMK von solcher Größe auf den Empfänger-Eingang, daß bei der betreffenden Frequenzeinstellung der Rausch-Ausschlag auf einen bestimmten Bruchteil, z. B. auf $\frac{1}{\sqrt{2}}$ der Spannung des ungeschwächten Rauschens, zurückgeht. In der genauen Resonanzlage ist dazu die geringste EMK erforderlich; mit wachsender Verstimmung muß die EMK immer weiter gesteigert werden. Die EMK-Werte geben die Reziprokwerte der Resonanzkurven-Ordinaten. Wegen

Messung der Resonanzkurven

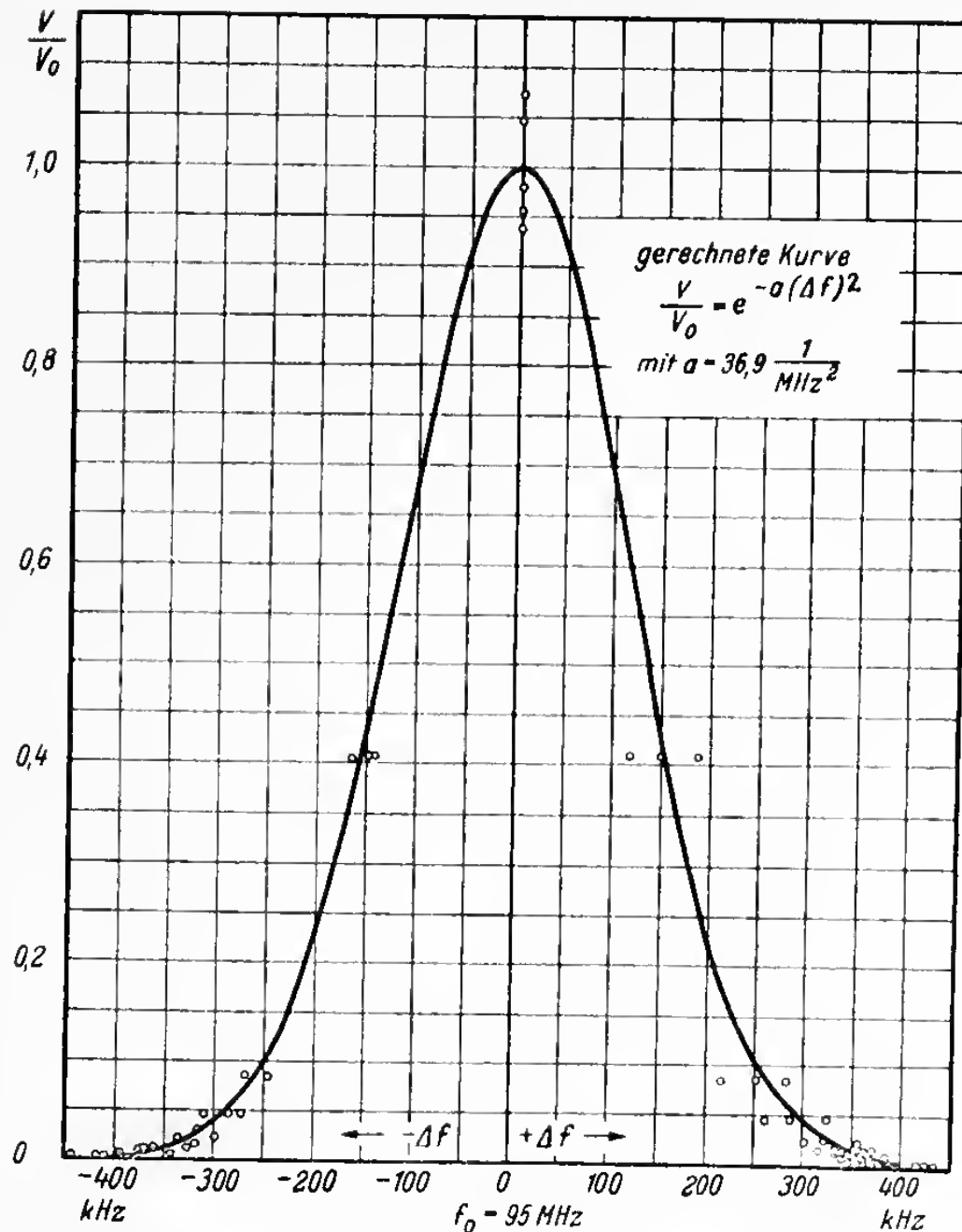


Bild 9. Aus Meßwerten ermittelte Grundresonanzkurve eines Selbstpendlers

der relativen Ungenauigkeit der Rauschspannungsmessungen sollte man die Meßreihe wiederholen, bevor man die so ermittelte Grundresonanzkurve zeichnet. In Bild 9 ist eine so ermittelte Grundresonanzkurve gezeichnet; es sind die aus den Einzelmessungen gebildeten Reziprokwerte als Meßpunkte eingetragen. Die Kurve wurde als Gaußsche Glockenkurve optimal zwischen diesen etwas streuenden Meßpunkten durchgelegt.

Die Demodulation bei FM

Wirkt eine amplitudenmodulierte Hochfrequenz auf eine Pendelstufe, so kommt zunächst eine entsprechende unverzerrte Modulation der Anfangsspannung zustande. Beim linearen Pendler entspricht dann auch die Richtspannung der ursprünglichen Modulation. Beim logarithmischen Pendelbetrieb dagegen treten, insbesondere bei hohem Modulationsgrad, beim AM-Empfang allerdings erhebliche Verzerrungen der Richtspannung auf, weil diese der Anfangsspannung dann nicht mehr proportional ist.

Eine frequenzmodulierte Welle kann man ebenfalls mit einer einfachen Pendelstufe empfangen, wenn man auf die Resonanzkurven-

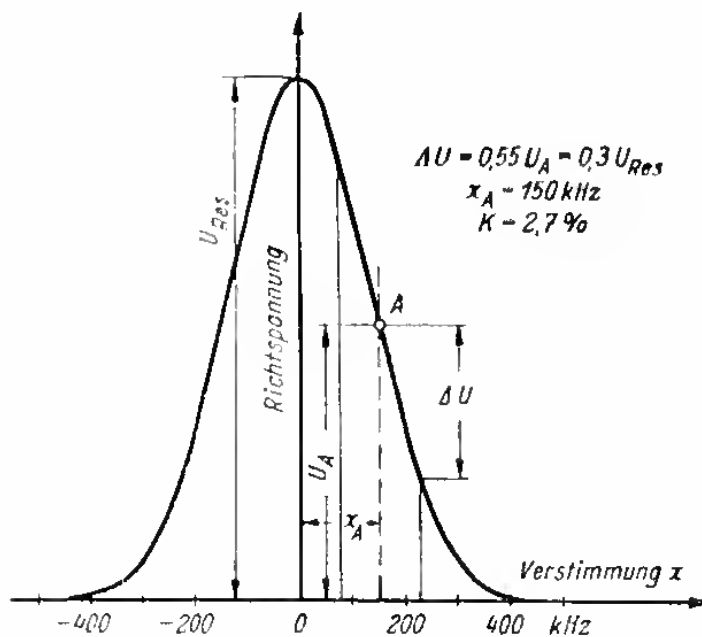


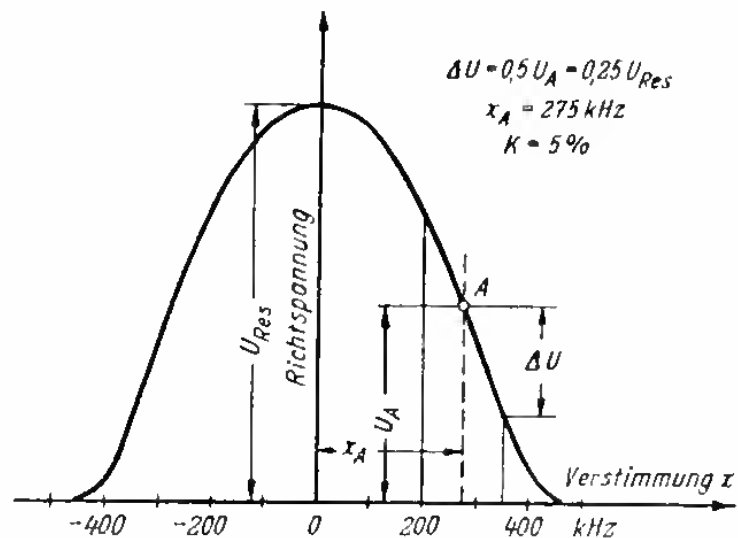
Bild 10. FM-Demodulation an der Flanke der Resonanzkurve eines linearen Pendlers

Flanke abstimmt. Die im Schwingkreis entstehende Anfangsspannung hängt dann von der jeweiligen Frequenzauslenkung ab, und dadurch entstehen auch Änderungen des Richtstromes. Für eine Verzerrungsbetrachtung kommt es dabei auf dasselbe heraus, ob man die AM-Entstehung an der Grundresonanzkurve und die Abhängigkeit der Richtspannung von der Anfangsspannung zugrunde legt, oder ob man einfach die resultierende Resonanzkurve nimmt, die ja direkt die Abhängigkeit der Richtspannung von der Empfangsfrequenz angibt.

Ein Vergleich der resultierenden Resonanzkurven des linearen und des logarithmischen Pendlers (Bild 10 und 11) ergibt, daß die Kurve Bild 10 Flanken aufweist, die sich auf längere Stücke einer Geraden annähern als die Kurve Bild 11. Man wählt bei der erstgenannten den

Wendepunkt als Arbeitspunkt. Die zugehörige Verstimmung (Arbeitsverstimmung) ist $X_A = 0,6 B$. Bei der Kurve Bild 11 liegt dagegen der Wendepunkt meist so tief, daß es dann mit Rücksicht auf den „Rauschabstand“ besser ist, eine kleinere Arbeitsverstimmung einzustellen, die den günstigsten Kompromiß zwischen Rauschen und nichtlinearer Verzerrung ergibt. Beim praktischen Abstimmen verstimmt man dann zuerst so weit, bis sich maximale Lautstärke ergibt. Ist dann das Rauschen zu stark, so dreht man etwas in Richtung auf kleineres Rauschen zurück. Der Frequenzabstand der beiden lautesten Stellen auf den beiden Flanken der Resonanzkurve wird auch als der „Flankenabstand“ des Pendlers bezeichnet; er soll beim Selbstpendler zwischen 200 und 400 kHz betragen. Sein Wert ist etwa gleich dem Zwei- bis Dreifachen der Bandbreite B der Grundresonanzkurve.

Bild 11. FM-Demodulation an der Flanke der Resonanzkurve eines Selbstpendlers



Je kleiner man die Bandbreite der resultierenden Resonanzkurve wählt, um so steiler wird ihre Flanke, und um so größer wird die NF-Spannung, die die Pendelstufe bei einem bestimmten Frequenzhub abgibt. Auch der Rauschabstand und die Selektion werden dadurch verbessert. Dagegen wächst die Gefahr nichtlinearer Verzerrungen, so daß man damit bald an eine Grenze kommt.

Eine wichtige Größe, die diese Verhältnisse charakterisiert, ist die „Resonanzhöhenausnutzung“ $\Delta U/U_{\text{Res}}$ (vgl. Bild 10 und 11). ΔU ist hierin die Richtspannungsänderung, die sich beim maximalen Frequenzhub h_{max} ergibt. Für den linearen Pendler ist auch die k_3 -Verzerrung in Abhängigkeit von der Bandbreite leicht zu berechnen. Bild 12 zeigt den Verlauf von k_3 und ΔU über der Bandbreite als Abszisse.

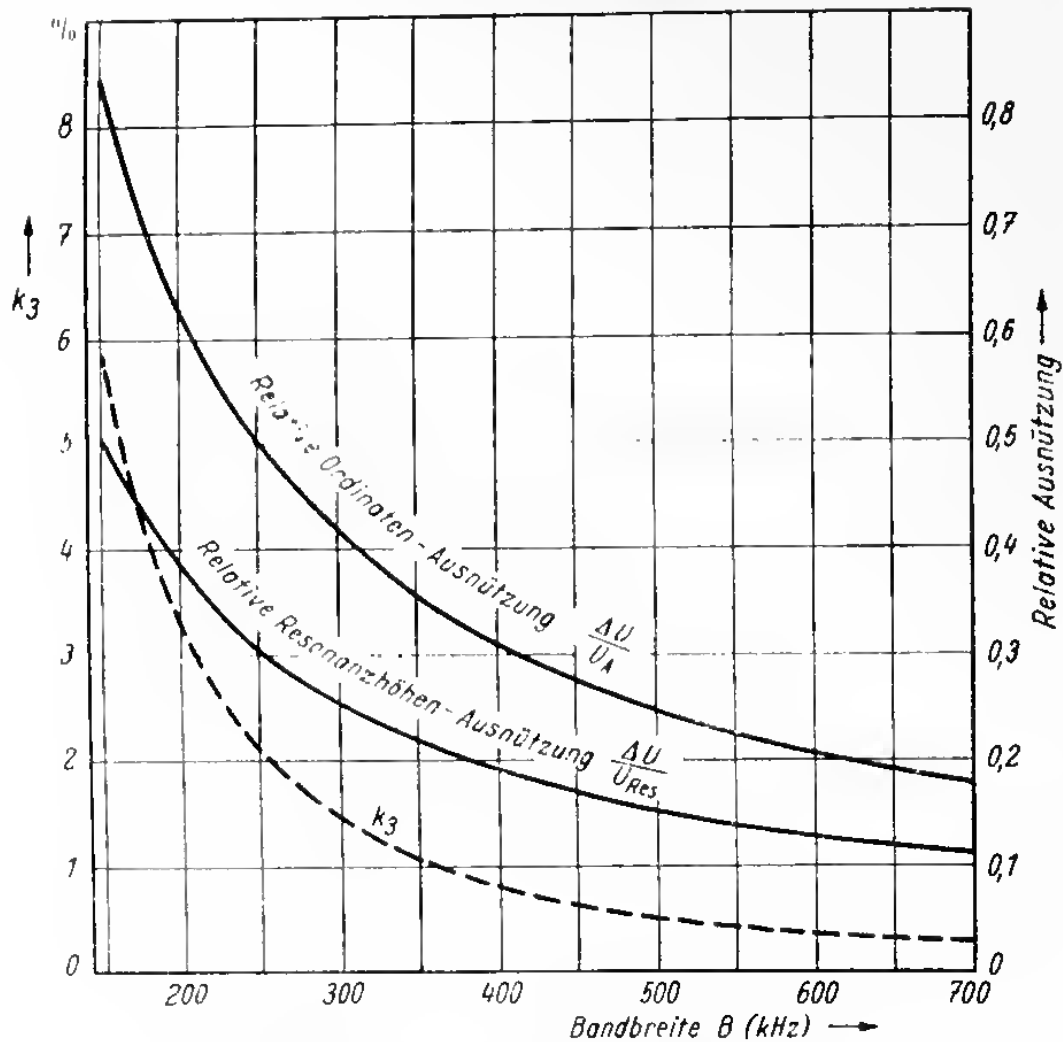


Bild 12. Ausnützungs- und Verzerrungswerte für den linearen Pendler in Abhängigkeit von der Bandbreite

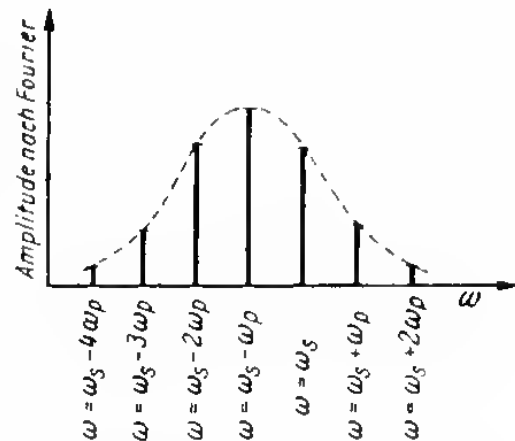
Die Beseitigung der störenden Ausstrahlung

Wir haben gesehen, daß im Schwingungskreis einer Pendelstufe während der Hauptschwingzeit Amplituden von einigen Volt bis zu etwa 30 Volt auftreten. Wäre dieser Kreis mit einer Antenne unmittelbar gekoppelt, so würde eine verhältnismäßig große Energie ausgestrahlt werden.

Um die Störungsmöglichkeiten durch eine solche Ausstrahlung beurteilen zu können, wollen wir die Schwingungsform näher betrachten. Die Schwingungsspannung erreicht in der Pendelstufe jeweils während der Hauptschwingzeit ein Maximum, d. h. sie tritt in periodischen Impulsen auf. Ihr Frequenzspektrum setzt sich daher aus einer ganzen

Anzahl benachbarter Frequenzen zusammen, deren gegenseitiger Frequenzabstand gleich der Impuls-Folgefrequenz, d. h. gleich der Pendelfrequenz ist. Die Amplitudenhöhe der einzelnen Teilfrequenzen entspricht einer „Hüllkurve“, die wiederum die Form einer Gaußschen Glockenkurve aufweist (Bild 13). Eine der verschiedenen ausgestrahlten Frequenzen ist gleich der Frequenz des empfangenen Senders selbst. Gegenüber dieser Frequenz ist das Maximum der Hüllkurve oft mehr oder weniger in Richtung auf niedrigere Frequenzen verschoben, wie dies auch in Bild 13 gezeichnet ist. Die Verschiebung erklärt sich dann aus einem Anwachsen der dynamischen Röhrenkapazität während der Anfachungszeit. Ist der empfangene Sender frequenzmoduliert, so machen sämtliche im Empfänger erzeugten Teilfrequenzen die der Modulation entsprechenden abwechselnden Frequenzverschiebungen ohne merkliche Verzögerung mit, wobei ihr gegenseitiger Abstand stets gleich der Pendelfrequenz bleibt.

Bild 13. Frequenzspektrum der im Hf-Kreis eines Pendlers erzeugten Hf-Schwingungen



Die Ausstrahlung solcher Frequenzspektren wird dann besonders gefährlich, wenn mehrere benachbarte Pendelrückkopplungsempfänger zusammenwirken. Es werden dann sehr störende Interferenztöne hörbar, weil die Pendelfrequenzen der einzelnen Geräte sich immer etwas unterscheiden. Bei Empfängern ohne Trennstufe würde sich diese Störung über Entfernungen von mehreren Kilometern bemerkbar machen können.

Auch ein einzelner Pendelrückkopplungsempfänger kann z. B. einen benachbarten hochwertigen FM-Super stören, indem er in diesem eine Erhöhung des Rauschhintergrundes bewirkt, insbesondere wenn beide Empfänger denselben Sender empfangen und dieser relativ schwach einfällt.

Wegen dieser Störungsmöglichkeiten muß jeder Pendelrückkopplungsempfänger mit möglichst weitgehenden Schutzvorrichtungen gegen Ausstrahlungen versehen sein. Verwendet man eine einfache UKW-Vorstufe als Trennstufe, so muß die Pendelstufe mit allen ihren hochfrequenz-

Der Pendelempfang

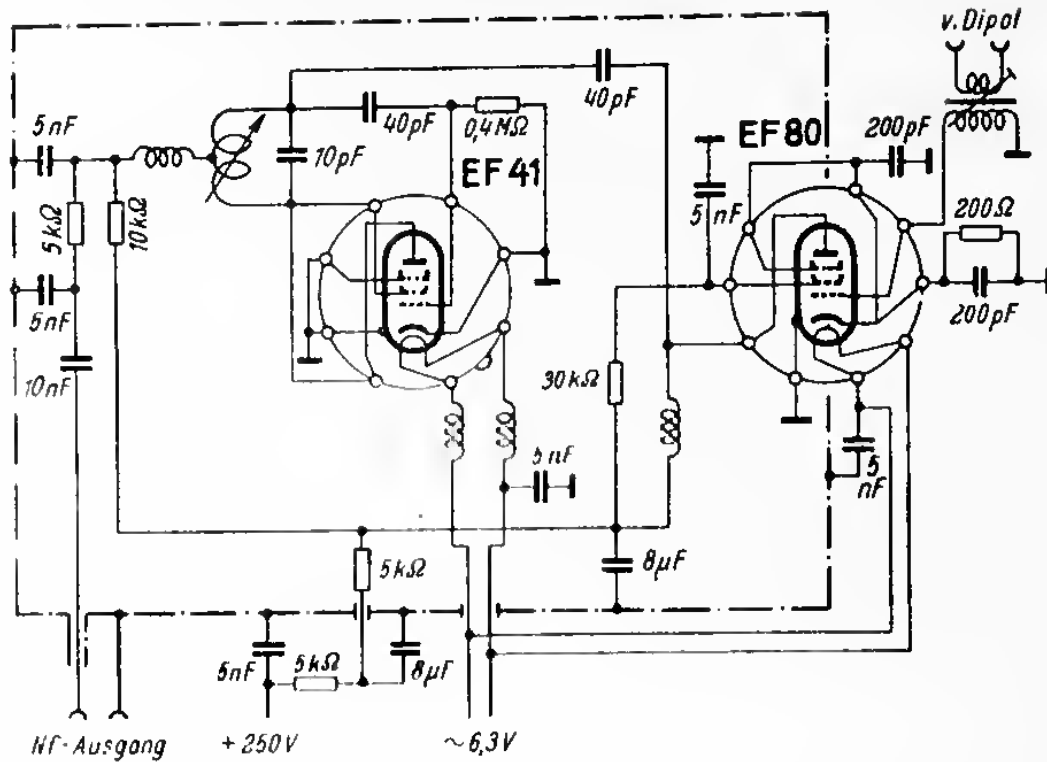


Bild 14. Schaltbild eines Selbstpendlers mit HF-Vorstufe mit Abschirmung und Verdrosselung

führenden Teilen völlig in Blech eingekapselt werden, und man muß die aus der Abschirmung herausführenden Verbindungen durch Drosseln, Widerstände und Querkapazitäten gegen ein Hinauswandern von Hochfrequenzenergie schützen. In Bild 14 ist das Schaltbild eines Pendelempfängers dargestellt. Die Blechabschirmung und die Siebglieder in den Leitungen sind darin eingezeichnet. Trotz dieser Maßnahmen bleibt noch ein Rest von Kopplung zwischen Pendelkreis und Antennenkreis bestehen, der im wesentlichen durch die vorgeschaltete Röhre selbst bedingt ist. Daran sind einerseits die Gitter-Anoden-Kapazität dieser Röhre, andererseits auch die Induktivitäten der Zuleitungsdrähte innerhalb der Röhre und von der Fassung bis zu den entsprechenden Anschlüssen am Blechgehäuse schuld.

Die Wirkung der Gitter-Anoden-Kapazität der Vorstufen-Pentode läßt sich leicht rechnerisch abschätzen. Es sei dabei angenommen, daß die maximalen Schwingamplituden an der Anode der Vorröhre $10 V_{sch}$ betragen. Der Effektivwert, über die ganze Pendelperiode gemittelt, ist dann wesentlich geringer, z. B. 2 V. Rechnen wir nun im günstigsten Falle $\frac{1}{\omega C_{ga}} \approx 10^6 \Omega$ (für die ECF 12-Pentode), so entsteht an 1000Ω

Die Rückkopplung in der Pendelstufe. Wahl der Pendelfrequenz

Gitterimpedanz ein Spannungsabfall von $2 \cdot \frac{10^3}{10^6} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ V}$, und für ein Übersetzungsverhältnis $\ddot{u} = 3$ des Eingangsübertragers bekommt man an den Antennenanschlüssen etwa 0,7 mV. Ursprünglich waren nur 200 μV an dieser Stelle für zulässig gehalten worden. Da sich ein solcher Wert als jedoch nur mit unverhältnismäßig großem Aufwand erreichbar erwies, so wird neuerdings eine Störspannung bis 2 mV als zulässig erachtet.

Um die Entkopplungsschwierigkeiten zu vermindern, wurden auch Pendelempfänger gebaut, bei denen eine Mischstufe als Trennstufe verwendet wird. Die Pendelstufe selbst arbeitet dann auf einer Zwischenfrequenz, z. B. 21 MHz bei dem amerikanischen „Fre Mo-dyne“-Empfänger [10], der mit einer Doppeltriode arbeitet. Eines der beiden Triodensysteme schwingt als Überlagerer, während in dem anderen eine additive Mischung und die Pendelrückkopplung auf der Zf bewirkt werden. Durch die Vereinigung dieser Funktionen in einem Triodensystem kam man zu einer sehr sparsamen Schaltung, aber die Störungsgefahr ist für heutige Begriffe unzureichend beseitigt.

Anders ist dies bei einer von Telefunken erprobten Schaltung mit Triode-Hexode in normaler Mischschaltung und einer darauffolgenden Pendelstufe; dort wurde die Störspannung wirklich auf 200...300 μV herabgedrückt. Dieser geringe Rest entsteht durch „Bückmischung“, d. h. es bildet sich durch Überlagerung der hohen Zf-Amplitude mit der Oszillatorschwingung ein Mischprodukt auf der Empfangswelle.

Die Rückkopplung in der Pendelstufe. Wahl der Pendelfrequenz f_p

Für die Pendelstufe wird gewöhnlich entweder eine Triode oder eine als Triode geschaltete Pentode gewählt. Diese wird dann in Dreipunktschaltung mit dem Schwingungskreis verbunden. Die Spannungsteilung für die Rückkopplung ist dabei durch die inneren Röhrenkapazitäten und die Schaltkapazitäten gegeben. Wenn das Gitter der Pendeltriode mit der Anode der Vorstufe kapazitiv gekoppelt ist, so ergibt sich unter Berücksichtigung normaler Schaltkapazitäten oft schon ein passendes Teilverhältnis für die Rückkopplung. Dieses wird so gewählt, daß die Gitterschwingspannung etwa gleich groß wird wie die Anodenschwingspannung. Dann ergeben sich unter sonst gleichen Verhältnissen die schnellsten Anschwingvorgänge. Bei den kombinierten Röhren ECF 12 und UCF 12, deren Triodenkapazitäten sehr klein sind, erreicht man eine passende Rückkopplungsspannungsteilung dadurch, daß man den Schwingkreiskondensator in zwei hintereinandergeschaltete Kapazitäten aufteilt und deren Verbindungspunkt an Katode bzw. Masse legt (Bild 15).

Der Pendelempfang

Das angegebene günstigste Teilverhältnis $U_{R\sim} : U_{A\sim} = 1 : 1$ sollte man stets einzuhalten traditen. Man könnte zwar grundsätzlich einen Mangel an Schwingfähigkeit auch bis zu einem gewissen Grade durch Erhöhen des L/C-Verhältnisses im Schwingkreis verbessern, doch würde

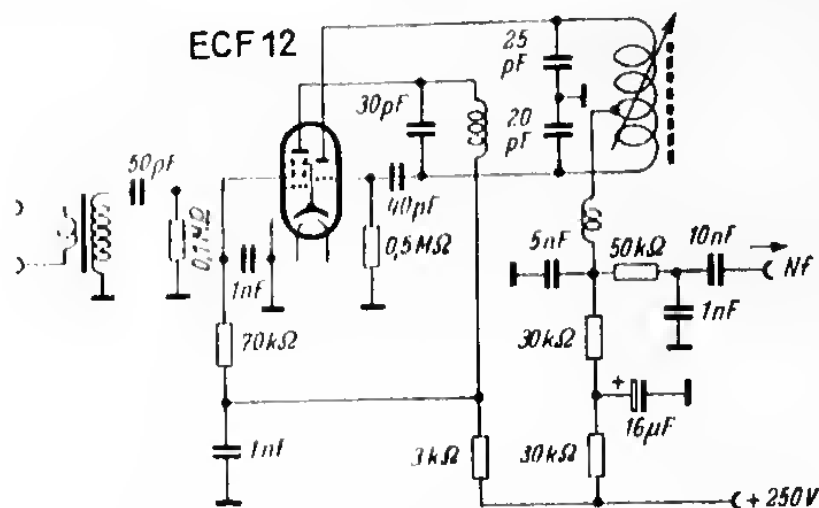


Bild 15. Schaltbild eines Einbau-Gerütes in Selbstpendler-Schaltung
mit der Kombinationsröhre ECF 12

eine solche Maßnahme die Konstanz der Abstimmung unnötig verschlechtern.

Es sei noch besonders darauf hingewiesen, daß der eigentliche Schwingkreiskondensator bei der kapazitiven Dreipunktschaltung zwischen Gitter und Anode liegt. Zu seiner Kapazität sind die Röhren- und Schaltkapazitäten hinzuzurechnen. Man kann so eine Gesamtkapazität zwischen dem Gitterpol und dem Anodenpol des Schwingkreises definieren. Für unsere oben angeführte Formel zur Berechnung der Anfangsspannung darf aber nicht dieser Kapazitätswert genommen werden. Das darin vorkommende C war vielmehr zwischen dem Gitter- und dem Massepol des Schwingkreises definiert und hat im Falle einer Rückkopplungsspannungsteilung 1:1 einen viermal so großen Wert wie die zwischen Anodenpol und Gitterpol definierte Gesamtkapazität. Die letztere beträgt bei Selbstpendlern gebräuchlicherweise etwa 12...20 pF. Damit wird der in die Formel für die Anfangsspannung eingehende Wert $C = 48...80$ pF.

Zur Wahl der Pendelfrequenz kann allgemein gesagt werden, daß man am wenigsten Schwierigkeiten zu erwarten hat, wenn man sie an die untere zulässige Grenze, d. h. auf das Doppelte der höchsten wiedergehenden Tonfrequenz legt. Bei einfachen Pendlern, an die keine besonderen Hochtön-Anforderungen gestellt werden, genügt $f_p = 20$ kHz.

Die Selbstpendlerschaltung

Ein Nachteil niedriger Pendelfrequenzen ist jedoch, daß die Zeiten hoher Ansprechfähigkeit dann nur noch einen sehr kleinen Bruchteil der ganzen Pendelperiode darstellen, und daß damit der niederfrequente Rauschabstand am Ausgang etwas verschlechtert wird, wie wir weiter unten noch sehen werden.

Bei Selbstpendlerschaltungen wird man allerdings auch bei geschicktester Bemessung die Pendelfrequenz nicht über etwa 35 kHz treiben können, wenn man auf gute Flankensteilheit Wert legt und ein betriebs-sicheres Arbeiten auch bei Netzspannungsschwankungen und einem gewissen Nachlassen der Röhrensteilheit verlangt.

Die Selbstpendlerschaltung

Die periodische Selbstunterbrechung des Schwingens beim Selbstpendler (Sperrschwinger) wird mit Hilfe eines Abriegelungskondensators am Gitter der Pendelröhre bewirkt. Sobald die Röhre infolge starker Rückkopplung große Schwingamplituden erzeugt, bildet sich eine hohe negative Aufladung auf der Gitterseite, die den Anodenstrom wieder unterbricht. Man läßt dann die negative Ladung über einen Ableitwiderstand geeigneter Größe wieder abfließen, so daß nach einer gewissen Zeit der Anodenstrom wieder aufs neue zu fließen beginnt und das Spiel sich wiederholt. Die Gittervorspannung ändert sich bei diesem Betrieb gemäß einer Sägezahnkurve wie in Bild 1. Maximal wird der Ableitwiderstand nicht wie in Bild 15 gegen Masse, sondern gegen + Anodenspannung gelegt, und er hat dann 15- bis 20mal höhere Werte. Immer bestimmt seine Größe mit der des Gitterkondensators C_g zusammen die entstehende Pendelfrequenz, wobei die maximale Schwingspannung am Gitter eine dritte Einflußgröße bildet. Die negative Spitze der Gittervorspannung ist etwa gleich dem Scheitelwert der maximalen Schwingspannung. Für eine bestimmte Pendelfrequenz, die man meist zwischen 20 und 50 kHz wählt, kann man den notwendigen Ableitwiderstand nach einer der beiden folgenden Näherungsformeln berechnen:

$$R_g = 1 \dots 2 \cdot \frac{1}{f_p C_g}$$

für Ableitung nach der Katode

$$R_g = \frac{1}{f_p C_g} \cdot \frac{U_R}{U_{sp}}$$

für Ableitung nach + U_B .

Der Gitterkondensator selbst wird gewöhnlich mit 30...50 pF gewählt und die Rückkopplung und damit die maximale Schwingspannung so, daß sich $U_{sp} = 10 \dots 30$ V ergibt. Die Wahl dieser Größen entspricht einem Kompromiß zwischen Betriebssicherheit und erzielbarer Nf-Ausgangsspannung. Durch Betriebsspannungsschwankungen und Alterung der Pendelröhre muß man mit Veränderungen der Röhrensteilheit rechnen. Je stärker nun die Rückkopplung ist, um so weniger besteht die Gefahr,

Der Pendelempfang

daß durch ein Absinken der Steilheit der Pendelvorgang nicht mehr funktioniert. Will man sich auf eine Steilheitsverringerung bis auf das 0,6fache ihres Sollwertes einrichten, so muß man die Schaltung so bemessen, daß sie schon etwa bei $S_{kr} = \frac{1}{5} S_{max}$ zu schwingen beginnt.

Andererseits erhält man eine um so größere Nf-Ausgangsspannung, je weniger man mit der Rückkopplung diejenige Grenze überschreitet, bei der die Pendelungen gerade einsetzen, weil dann die Anfachzeit T_a länger wird und damit auch ihre Änderungen einen größeren Einfluß auf den Richtstrom haben.

Kombinationsröhren für die Pendel- und Trennstufe (ECF 12/UCF 12)

Die einfachste und billigste Lösung für einen Selbstpendler erzielt man, indem man die kombinierte Stahlröhre ECF 12 bzw. UCF 12 verwendet. Ihre beiden Systeme sind ausgezeichnet gegeneinander abgeschirmt, und der Stahlkolben wird durch eine besonders für sie konstruierte Überwurfmutter praktisch selbstinduktionsfrei an Masse gelegt. Mit einer einzigen solchen Kombinationsröhre erreicht man praktisch fast dieselbe Empfindlichkeit wie mit zwei günstigst gewählten Einzelröhren

Schaltungen mit fremderzeugter Pendelfrequenz

Wegen der außerordentlich großen Einfachheit der Selbstpendlerschaltungen haben sich Schaltungen mit getrenntem Pendelfrequenzerzeuger bisher im Rundfunkempfängerbau kaum einführen lassen, obwohl sie einige beachtliche Vorteile aufweisen. Diese treten besonders dann zutage, wenn man sie in der linearen Betriebsform anwendet. Dazu ist allerdings praktisch ein Bedienungsknopf notwendig, mit dem die Anfachung von Hand auf ihrem günstigsten Wert eingestellt werden kann. Meist geschieht dies mit Hilfe eines Potentiometers für die Anodenspannung der Pendelstufe.

Ein großer Vorteil eines solchen Pendlers liegt darin, daß bei fehlendem Empfang kein Rauschen zu hören ist, wenn die Rückkopplung für einen ausreichend starken Sender vorher optimal eingestellt wurde. Beim Selbstpendler steigt bei fehlendem Empfang die Verstärkungswirkung soweit an, daß das bekannte Rauschen mit voller Lautstärke aus dem Lautsprecher ertönt. Beim linearen Pendelbetrieb bleibt dagegen die Verstärkung mit und ohne Empfangsspannung dieselbe.

Auf einen weiteren Vorteil des linearen Betriebes wurde schon im Zusammenhang mit den resultierenden Resonanzkurven von Bild 10 und 11 hingewiesen: es sind die geringeren Demodulationsverzerrungen.

Schaltungen mit fremderzeugter Pendelfrequenz

Auch ist die für die folgende Nf-Verstärkung notwendige Aussiebung der Pendelfrequenz beim fremdgesteuerten Pendler etwas leichter möglich, weil diese einen festen Wert hat. Man kann dann einen Saugkreis anwenden, der auf diese Frequenz abgestimmt ist. Beim Selbstpendler dagegen kann sich die Pendelfrequenz mit den Betriebsspan-

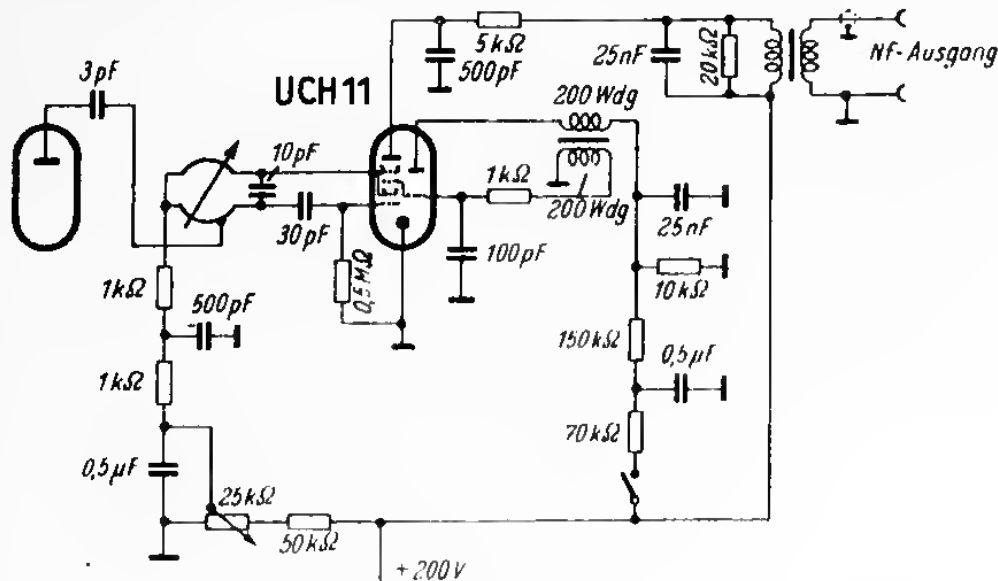


Bild 16. Fremdpendlerschaltung mit einer Triode-Hexode nach H. Hewel

nungen und der Röhrensteilheit in weiten Grenzen ändern. Es wird deshalb ein vermehrter Aufwand an Siebmitteln nötig, wenn man die oberen Tonfrequenzen nicht unzulässig abschwächen will. Bei den üblichen kleineren Empfängern, an deren Niederfrequenzseite keine Breitband-Anforderungen gestellt werden, begnügt man sich allerdings mit einfachen Widerstands-Kondensator-Tiefpässen (vgl. Bild 15).

Der lineare Pendelbetrieb ergibt übrigens auch eine höhere Nf-Ausgangsspannung, so daß man mit einer geringeren nachfolgenden Nf-Verstärkung auskommt. Dadurch wird die Brummgefahr und evtl. die Gefahr akustischer Rückkopplungen verringert.

Eine interessante Fremdpendlerschaltung hat H. Hewel [11] entwickelt; seine Geräte wurden bei dem Wettbewerb der Westdeutschen Sendegesellschaften mit einem 1. Preis ausgezeichnet. Bild 16 zeigt den wesentlichen Teil einer solchen Schaltung, bei der als Pendelstufe das Hexodensystem einer UCH 11 verwendet ist, deren Triodenteil als Pendelfrequenzerzeuger in Sperrschwingerschaltung läuft und dem zweiten Stouergitter der Hexode eine sägezahnförmige Spannung mit einer Frequenz von 35 kHz zuführt. Die hochfrequente Rückkopplung in der Hexode wird nicht von der Anode, sondern vom Schirmgitter aus

Der Pendelempfang

bewirkt. Bei dieser Schaltung ist übrigens die Trennung der Pendelstufe von der Antenne weniger kritisch als bei einem Selbstpendler, weil die hochfrequenten Schwingspannungen um mindestens eine Zehnerpotenz kleiner sind als bei einer Selbstpendlerstufe.

Früher hat man oft versucht, Trioden in Fremdpendlerschaltungen als Pendelstufen zu verwenden. Man kann dann die Pendelspannung entweder dem Steuergitter oder der Anode zuführen. Im letzteren Falle bekommt die Anode außer der Pendelspannung gewöhnlich keine positive Zusatztgleichspannung; denn dann würde sich keine genügende Durchsteuerung der Steilheit erzielen lassen. Vielmehr verwendet man oft sogar eine Parallelschaltung aus Widerstand und Kondensator in der Anodenleitung (Bild 17), die dann eine negative Zusatztgleichspannung

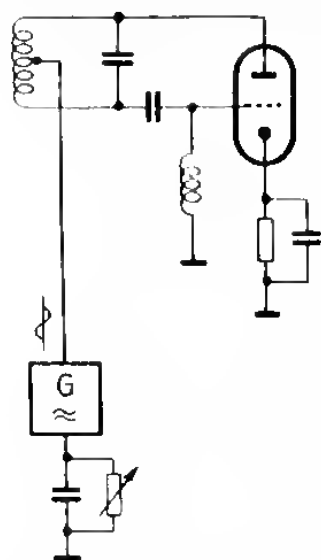


Bild 17. Triode als Fremdpendler
mit Anodenspannungssteuerung

ergibt. Wird dieser Widerstand mit einer Handregelung ausgeführt, so kann man damit die Anfachungswirkung in jeder gewünschten Weise dosieren. Man versieht eine solche Pendelstufe am besten mit einer ziemlich geringen festen negativen Vorspannung am Steuergitter (-1 V). Ein Nachteil kann darin gesehen werden, daß der Pendel-Spannungsgenerator die gesamte Anodenleistung für die Pendelstufe in Form von Schwingleistung aufbringen muß, und daß deshalb auch nur eine sinusförmige Pendelspannung zur Anwendung kommen kann. Man wird bei den Anodensteuerungsschaltungen die Impedanz des Gitterkreises für die Pendelfrequenz sehr klein machen, damit nicht eine zusätzliche Gittersteuerung zustande kommt.

Die Gitterspannungssteuerung einer Triode als Pendelstufe macht große Schwierigkeiten, wenn man sie mit sinusförmiger Pendelspannung betreiben will. Eine solche Wechselspannung muß dann ziemlich groß sein, damit die hochfrequenten Schwingungen, wenn sie einmal ange-

wachsen sind, wirklich wieder abreißen. Damit ist jedoch eine so schnelle α -Änderung verbunden, daß die Resonanzkurve bei vernünftigen Pendelfrequenzwerten viel zu breit wird, als daß noch eine brauchbare FM-Demodulation an der Resonanzkurvenflanke zustande käme. Vielleicht hat die Gitterspannungssteuerung mehr praktische Aussichten, wenn eine sägezahnförmige Pendelspannung verwendet wird.

Störerscheinungen

Nachschwingen (overhanging)

Für die vorigen Betrachtungen war immer vorausgesetzt, daß die Dämpfungszeit ausreichte, um die Schwingungen bis zum Beginn einer neuen Anfachperiode völlig abklingen zu lassen, so daß also keinerlei

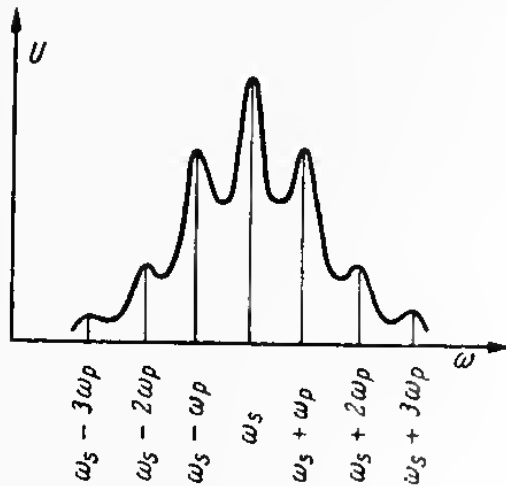


Bild 18. Multiple Resonanzkurve

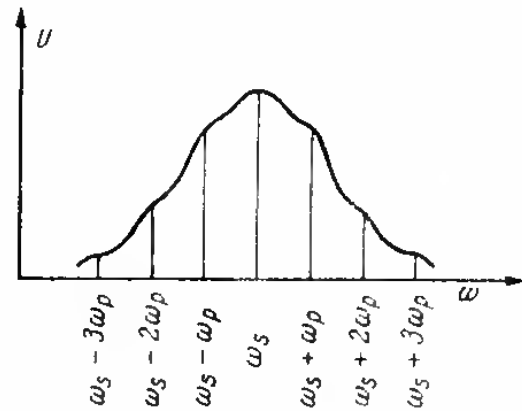


Bild 19. Gemellte Resonanzkurve

Nachwirkung der Vorgänge in einer Pendelperiode auf die folgende Pendelperiode eintreten konnte. Wenn diese Voraussetzung nicht mehr zutrifft, so wird einerseits die Berechnung der Vorgänge komplizierter, und andererseits ist ein solcher Pendelrückkopplungsempfänger z. B. gerade für die Zwecke des FM-Empfangs nicht mehr brauchbar. Sobald im Zeitpunkt $t = 0$ außer der neu aufgebauten Resonanzspannung, die von dem empfangenen Sender herrührt, noch eine nennenswerte Restspannung von der vorhergehenden Schwingungsperiode her wirksam ist, kommt eine Resonanzkurve für die gesamte Anfangsspannung zustande, die nicht mehr die beschriebene einfache Gestalt aufweist. Bei stärkerem „Nachschwingen“ zeigen sich neben dem Hauptresonanzmaximum eine Anzahl weiterer Resonanzmaxima, deren Frequenzabstand gleich der Pendelfrequenz ist (Bild 18). Sie werden um so schmaler und stärker

Der Pendelempfang

ausgeprägt, je mehr sich das Nachschwingen bemerkbar macht. Bei relativ geringfügigen Nachschwingen kann auch nur eine Wellung der Resonanzkurve eintreten (Bild 19). Überschreitet dagegen das Nachschwingen eine gewisse Grenze, so daß das Zeitintegral der Anfangswirkung größer wird als das Zeitintegral der Dämpfungswirkung [5], so beginnt der Pendelrückkopplungsempfänger selbständig zu schwingen. Es wechseln dann zwar immer noch Zeiten starken und schwachen Schwingens im Rhythmus der Pendelfrequenz ab, aber der Empfänger verhält sich gegenüber einer Empfangswelle dann ähnlich wie z. B. ein rückgekoppeltes Audion im Zustande des Selbstschwingens. Beim Durchstimmen erhält man die bekannten Pfeiftöne, aber nicht nur wie beim einfachen Rückkopplungs-Audion an einer einzigen Stelle, sondern an vielen Stellen, die wieder im Abstand der Pendel-Frequenz auseinanderliegen, und zwar dort, wo vorher die einzelnen Resonanzstellen auftraten. Das Nachschwingen bringt also, wenn es relativ schwach ist, mindestens eine **Verformung** der Resonanzkurve, wenn es stärker auftritt, **multiple oder Vielfach-Resonanzen**, und endlich **Vielfach-Pfeifstellen** hervor. Bei Pendelrückkopplungsempfängern, die zum FM-Empfang dienen sollen, führen schon geringe Resonanzkurven-Verformungen zu unangenehmen Verzerrungen. Man muß daher für die Nachschwing-Restspannung die Forderung aufstellen, daß diese 40...60 db unter der Anfangsspannung für einen schwächeren Sender liegen soll.

Bei UKW-Selbstpendlerstufen, bei denen die Pendelfrequenz normalerweise 20...35 kHz beträgt, genügt dann die natürliche Dämpfung eines UKW-Kreises vollkommen, um die Bedingungen der Nachschwing-Sicherheit zu erfüllen. Bei Netzunterspannungen und bei Alterung der Pendelröhre jedoch kann die Steilheit und damit die maximale Schwingspannung soweit absinken, daß die Pendelfrequenz z. B. auf mehr als das Doppelte ihres Normalwertes ansteigt. In diesem Falle können dann Resonanzkurven-Verformungen auftreten.

Bei Zf-Pendlern muß man von vornherein Dämpfungswiderstände anwenden, um die Erscheinung des Nachschwingens zu vermeiden.

Stoßanregung durch die Pendelfrequenz

Pfeifstörungen können beim Pendelrückkoppler auch noch durch eine andere Ursache bedingt sein, besonders wenn die Pendelstufe auf einer relativ niedrigen Zf arbeitet. Dann kann nämlich die Pendelfrequenz entsprechend den höheren Ableitungen der Kurve des zeitlichen Anodenstrom-Verlaufes den Schwingkreis anregen und ihm eine Anfangsspannung erteilen. Im allgemeinen wird ja im Resonanzbereich des rückgekoppelten Schwingkreises eine oder mehrere Harmonische der Pendelfrequenz liegen. In bezug auf diese Störung sind die Selbstpendler mit

ihrem „sanften“ α -Verlauf weniger gefährdet als z. B. die sinusgesteuerten Fremdpendler, wenn man mit gleicher Pendelfrequenz rechnet. Selbstpendler können z. B. in günstigen Fällen noch mit einer Zf von 10,7 MHz und einer Pendelfrequenz von 35 kHz betrieben werden; doch sollte man möglichst mit höherer Zf arbeiten.

Hochspringen der Schwingamplitude

Eine weitere Störerscheinung, die hauptsächlich bei stark einfallenden Sendern manchmal zu beobachten ist, besteht darin, daß die Schwingamplituden gewissermaßen spontan hochspringen. Dies geschieht, wenn sich der Arbeitspunkt der rückgekoppelten Röhre noch in einem Gebiet harten Schwingeneinsatzes befindet, während schon relativ hohe Schwingamplituden vorhanden sind. Es tritt dann durch Anodengleichrichtung am unteren Kennlinienknick eine Erhöhung der über eine 11f-Periode gemittelten Steilheit ein, und der Anfachungsvorgang überstürzt sich sozusagen. Dann ergeben sich beim Empfang einer modulierten Welle sehr starke nichtlineare Verzerrungen. Die resultierende Resonanzkurve zeigt dementsprechend bei hohen Antennen-EMK-Werten eine eckige Gestalt, die eine einwandfreie FM-Demodulation nicht mehr zuläßt. Es ist ein besonderer Vorteil der ECF 12-Triode als Selbstpendelröhre, daß sie diese Erscheinung (bei Anwendung eines Gitterkondensators von 30 pF) nicht zeigt.

Der Differentialpendler als selbstbegrenzender FM-Demodulator

Mit zwei unter sich gleich aufgebauten Pendlerstufen kann eine symmetrische Schaltung entsprechend dem Wache-Kreis [12] aufgebaut werden. Eine solche wurde zuerst in der britischen Patentschrift Nr. 571 580 (1942) vorgeschlagen, worin allerdings über die Begrenzerwirkung ein Irrtum enthalten ist. Von G. Vogt und vom Verfasser wurde dieses Prinzip ebenfalls in Angriff genommen, und zwar in der Form, daß beide Pendlerstufen mit derselben Pendelfrequenz betrieben werden. Beide Stufen sind dann jedesmal zu gleicher Zeit höchstempfindlich und zu gleicher Zeit gesperrt. Damit wird vermieden, daß eine gerade anschwingende Pendelstufe durch gleichzeitige starke Schwingungen der anderen beeinflusst werden könnte. Bei synchronem Betrieb sind die Anforderungen an die gegenseitige Entkoppelung leicht zu erfüllen, so daß die Schaltung, wenn sie mit einer nicht zu hohen Zf betrieben wird, sogar mit Doppeltrioden wie EDD 11 ausführbar ist.

Es war nun zu erwarten, daß eine solche Differential-Pendlerschaltung mit in Gegentakt geschaltetem Nf-Ausgang auch eine Begrenzerwirkung ermöglichen würde, ähnlich wie diese vom Verhältnisdetektor bekannt ist. Vogt hat dies z. B. für den logarithmisch arbeitenden Differential-

Der Pendelempfang

pendler rechnerisch gefolgt. In dem symmetrischen Ausgang heben sich die von einer störenden AM herrührenden Richtstromänderungen auch dann gegenseitig auf, wenn die empfangene Frequenz von der Mittellage abweicht; dies gilt mindestens etwa für einen Bereich, der der Modulationsbreite des Senders entspricht.

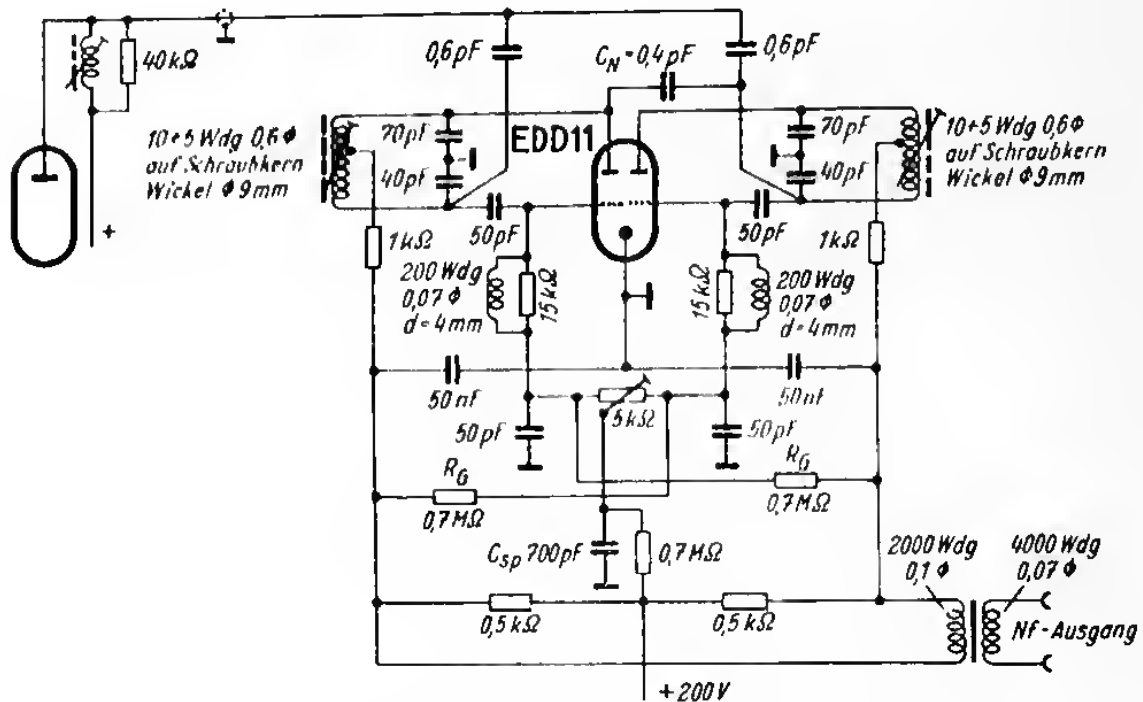


Bild 20. Differential-Selbstpendlerstufe für eine Zf von 21 MHz mit Doppeltriode EDD 11

Vom Verfasser wurde eine Differentialpendlerschaltung näher untersucht, die als Selbstpendler ausgeführt war, und bei der ein gemeinsamer Sperrkondensator C_{sp} für die beiden Pendelstufen verwendet wurde (Bild 20). Dadurch konnte ein weiterer Vorteil erzielt werden: eine solche Differentialstufe arbeitet für Amplitudenänderungen als annähernd logarithmischer Pendler, für Frequenzänderungen dagegen praktisch linear. Bild 21 zeigt den zeitlichen Verlauf der Gitterspannung der beiden so zusammengeschalteten Pendelröhren in einer Anfachungsperiode. Die negative Gitteraufladung der Pendelröhren wird durch die Gitterstrom-Summe der beiden Röhren gebildet, und diese ändert sich wohl bei Amplitudenänderungen, bleibt aber bei Frequenzänderungen konstant, weil die Schwingamplitude der einen Röhre um etwa ebensoviel zunimmt, wie die der anderen abnimmt. Mit dieser Differentialpendlerschaltung, die mit einer Röhre EDD 11 für eine Zwischenfrequenz von 21 MHz ausgeführt wurde, konnte im ganzen in Frage

Der Differentialpendler als selbstbegrenzender FM-Demodulator

kommenden Spannungsbereich ein Begrenzerverhältnis über 10 erreicht werden. Vorteilhafterweise ist die Begrenzerwirkung gerade im Bereich relativ kleiner Feldstärken besonders hoch.

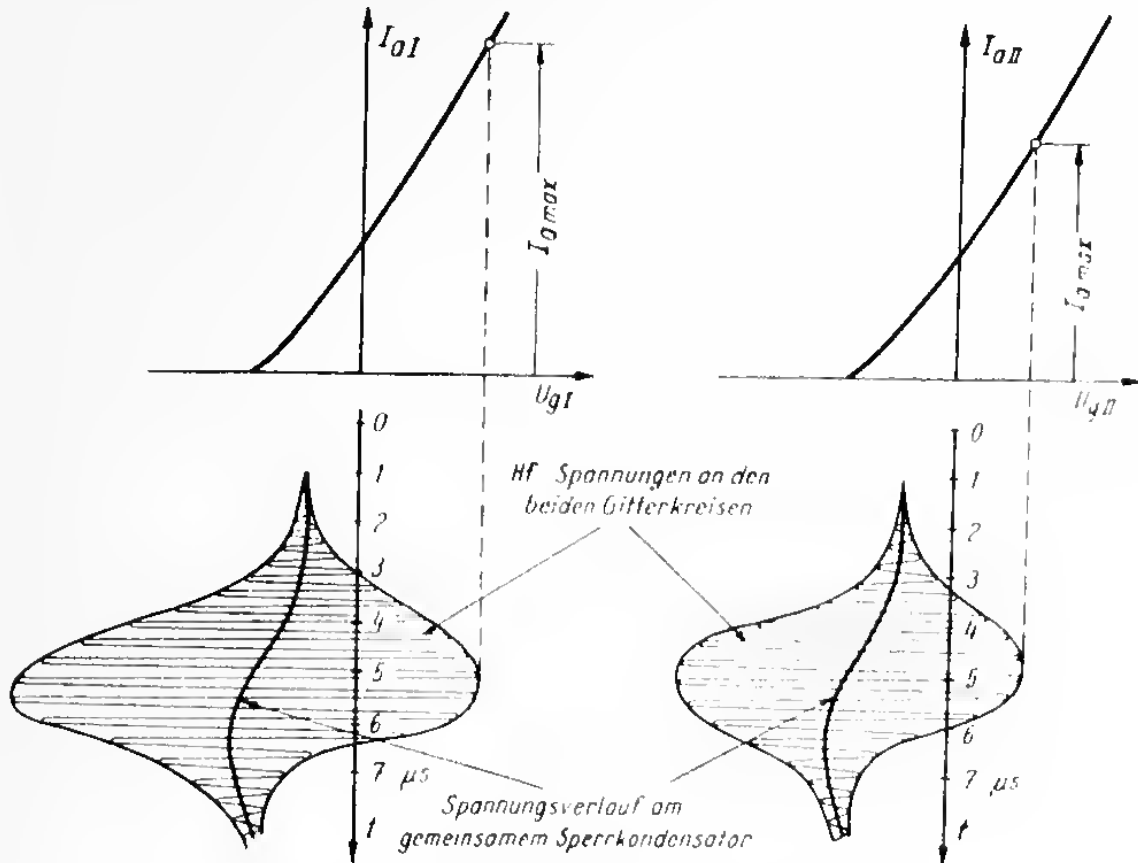


Bild 21. Hf- und Gitterspannungsverlauf in den beiden Pendelstufen einer Differential-Selbstpendlerschaltung

Wegen der unvermeidlichen Verschiedenheit der beiden Triodensysteme ist im Gitterstromkreis ein Symmetrieregler vorgesehen. Er wird so eingestellt, daß ein maximales Rauschen zu hören ist, wenn die vorhergehenden Stufen ausgeschaltet sind. Die Justierung der ganzen Differentialpendlerstufe gelingt im übrigen am besten mittels Diskriminatorkurvenschreiber, und sie ist eher leichter durchzuführen als die eines Verhältnisdemodulators. Allerdings zeigte sich der Symmetriebereich des genannten Reglers als nicht ausreichend für Doppeltrioden mit stark voneinander abweichenden Einzelsystemen.

In den beiden Pendelröhren entstehen wegen des „linearen Betriebes“ relativ große gegenläufige Richtströme. Andererseits dürfen, vor allem

bei Verwendung von Trioden, keine hohen Nf-Außenwiderstände zur Anwendung kommen; diese müssen vielmehr in der Größenordnung von $1\text{ k}\Omega$ liegen. Es ist dann mit geringstem Aufwand möglich, einen Gegentaktausgangsübertrager für Breitbandanforderungen anzuschließen, ohne daß unzulässige Ausschwingsspannungen von einer Pendelperiode in die nächste hinüberwirken. Es hat sich nämlich als Hauptgefahr für das stabile Arbeiten von Differential-Pendlerschaltungen gezeigt, daß von einer Pendelperiode herrührende niederfrequenzzeitige Ausschwingvorgänge eine Anfachungsänderung für die nächste Pendelperiode bewirken. Dadurch können dann z. B. Subharmonische der Pendelfrequenz entstehen, und der Empfänger kann dadurch völlig unempfindlich werden, oder es können sich starke Verzerrungen und mehr oder weniger unregelmäßige Störtöne ergeben. Beim Abstimmen des Empfängers auf einen unmodulierten Träger zeigt sich dann nicht ein einfaches Rauschminimum, sondern man erhält in der Mitte desselben starke unregelmäßige Geräusche. In der Versuchsschaltung Bild 20 wurden zur sicheren Beseitigung dieser Erscheinung noch Gegenkopplungswiderstände R_G eingefügt.

Für die Demodulation in einer solchen Differential-Selbstpendlerschaltung sind praktisch die Grundresonanzkurven der beiden Pendlerkreise maßgebend, da sie ja für FM linear arbeitet. Der eine Kreis wird mit $+150\ldots 200\text{ kHz}$ verstimmt, der andere mit $-150\ldots 200\text{ kHz}$. Unter der Voraussetzung der Gaußschen Glockenform für die Resonanzkurven erhält man eine Diskriminatorkurve, wie sie in Bild 22 ausgezogen gezeichnet ist. Wie bei einem üblichen symmetrischen Diskriminator erhält man drei Maxima der Nf-Ausgangsspannung, die als gestrichelte Linie über der Verstimmung Δf aufgetragen ist. Bild 23 zeigt noch eine oszillografisch mit der Versuchsschaltung aufgenommene Diskriminatorkurve.

Die Ankopplung der beiden gegensinnig verstimmten Kreise an die vorausgehende Stufe, die z. B. eine Mischstufe sein kann, erfolgt über zwei Kapazitäten, die nicht zu groß sein dürfen, wenn die beiden Kreise genügend unabhängig voneinander anschwingen sollen. Verwendet man für die beiden Pendelstufen eine Doppel-Triode, so kommt eine weitere Verkopplungsgefahr durch die inneren Kapazitäten zwischen den beiden Triodensystemen hinzu, der man durch Neutralisationskapazitäten entgegenwirken kann. Immerhin ist es mit der Röhre EDD 11 z. B. auf 21 MHz Zwischenfrequenz gerade noch möglich, die Entkopplungsbedingungen zu erfüllen.

Will man eine Differential-Pendlerstufe direkt auf der Ultrakurzwelle schwingen lassen, so müssen zwei völlig getrennte Trioden verwendet werden.

Das Rauschen beim Pendelempfang

Bei einem Selbstpendler wird, wie wir gesehen haben, das Rauschen im Verhältnis zur Modulation eines empfangenen Senders um so mehr zurücktreten, je stärker der Sender einfällt. Bezeichnet man die maximale

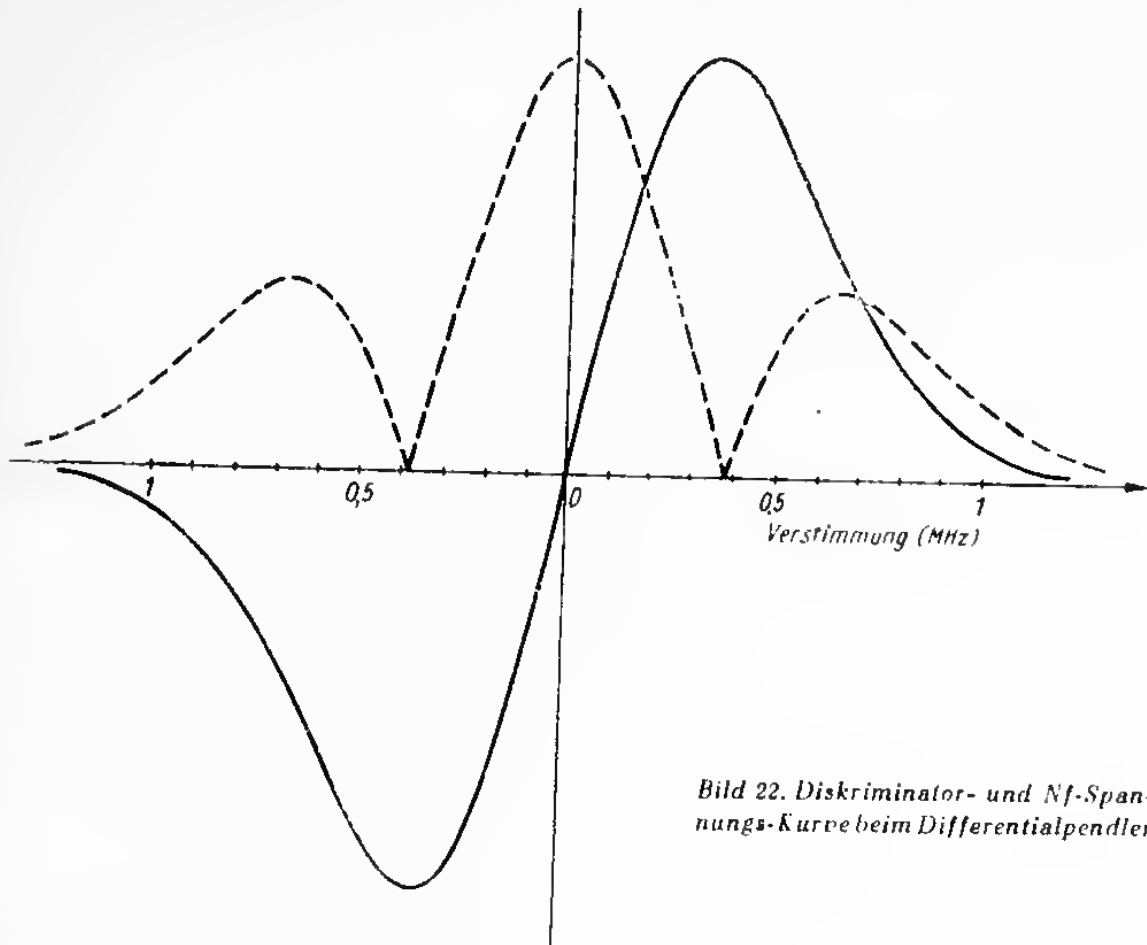


Bild 22. Diskriminator- und Nf -Spannungs-Kurve beim Differentialpendler

Schwingamplitude mit U_{max} , so wird das Verhältnis U_{max}/U_0 mit zunehmender Anfangsspannung U_0 automatisch kleiner. Auch beim linearen Pendler kann man eine um so geringere Anfachung einstellen, je größer U_0 ist, so daß schließlich für das Rauschen beim Empfang das selbe gilt wie für den Selbstpendler. Nun tritt aber die Frage auf, wie sich der „Rauschabstand“ am Ausgang eines Pendelempfängers zum Rauschabstand anderer gebräuchlicher Empfänger verhält, wenn man in beiden Fällen gleiche Antennen-EMK voraussetzt.

Wir vergleichen nun den einfachen Pendelempfänger mit einem „Flankensuper“, d. h. einem Empfänger mit FM-Modulation an der Flanke der Gesamtresonanzkurve des Zf-Teils. Dabei setzen wir zunächst voraus, daß beide Empfänger mit einer gleichen Hf-Stufe ausgerüstet seien, die so hoch verstärkt, daß das Rauschen der nachfolgenden Stufen gegenüber dem Rauschen dieser Hf-Stufe zurücktritt; eine

Forderung, die beim Pendler mit Hf-Vorstufe leicht, beim Flankensuper aber nur unvollkommen zu erfüllen ist, wenn auf die UKW-Vorstufe eine multiplikative Mischröhre folgt.

Experimentell ergibt dieser Vergleich, daß der Pendelrückkopplungsempfänger stärker rauscht, obwohl beim Flankensuper das Rauschen der Mischröhre noch eine merkliche Vergrößerung des Vorstufenrauschens bewirkt.

Die Erklärung für dieses Verhalten liegt darin, daß der Pendler beim Empfang eines Senders die Zeit gewissermaßen nur teilweise ausnützt, indem seine Ansprechfähigkeit der in Bild 1 dargestellten η -Kurve folgt. Dabei muß nämlich etwas beachtet werden, an das man zunächst nicht gedacht hat. Man kommt zu einem Verständnis dieses Verhaltens, wenn man die Gesetze der Statistik zu Hilfe nimmt. Dies wird an einem Beispiel leicht klar. Der wöchentliche Kassenabschluß eines Bankhalters beim Glücksspiel wird viel größere prozentuale Änderungen aufweisen, wenn er seine Spielbank nur einen Tag in der Woche geöffnet hat, als wenn er sie täglich öffnet. Genau so ist die Einwirkung der Rauschspannungen bei einem gewöhnlichen Empfänger eine stetigere als beim Pendelempfänger, der während einer Pendelperiode nur eine kurze Zeit ansprechfähig ist [13]. Entsprechend der zeitlichen Breite der η -Impulse können wir pro Pendelperiode eine

„effektive Ansprechzeit“ $T_{\eta} = \int_{-\infty}^{+\infty} \eta^2 dt = \sqrt{\frac{\pi}{K}}$ definieren. Nach den statistischen Gesetzmäßigkeiten werden nun die unregelmäßigen Spannungsschwankungen um einen Faktor erhöht, der gleich der Wurzel aus dem Verhältnis der gesamten Dauer einer Pendelperiode zu der effektiven Ansprechzeit ist. Ist f_p die Pendelfrequenz, so wird der Rauschverschlech-

terungsfaktor eines Pendlers $q_p = \sqrt{\frac{1}{f_p} \sqrt{\frac{K}{\pi}}}$. Bei den gebräuchlichen Pendelempfängern liegen die Werte dieses Faktors zwischen 3 und 4.

Auf der anderen Seite ist zu berücksichtigen, daß beim Flankensuper die Resonanzhöhenausnutzung meist etwas schlechter ist als beim Pendler, und daß außerdem die auf die Vorstufe folgende Mischröhre ein zusätzliches Rauschen von 10 bis 20 % liefert. Somit kann man als Durchschnittszahlen angeben, daß der Rauschabstand in der Ausgangsspannung eines Pendlers etwa zwei- bis dreimal schlechter ist als der eines Flankensupers mit Vorstufe, und etwa gleich groß wie der eines Flankensupers ohne Vorstufe, welcher mit einer Mischhexode beginnt.

Eine ganz ähnliche Betrachtung gilt grundsätzlich auch für den Differentialpendler, den man jedoch mit einem FM-Super mit guter Begrenzerwirkung zu vergleichen hat.

Das Rauschen beim Pendelempfang

Die Betrachtung setzt wieder voraus, daß für das Rauschen des Pendlers nur die Eingangsstufe maßgebend ist. Während diese Forderung beim einfachen Pendler mit einer Hf-Stufe ohne Schwierigkeit zu erfüllen ist, wird beim Differentialpendler eine wesentlich höhere Vorverstärkung nötig, weil das Eingangsstufenrauschen durch den Begren-

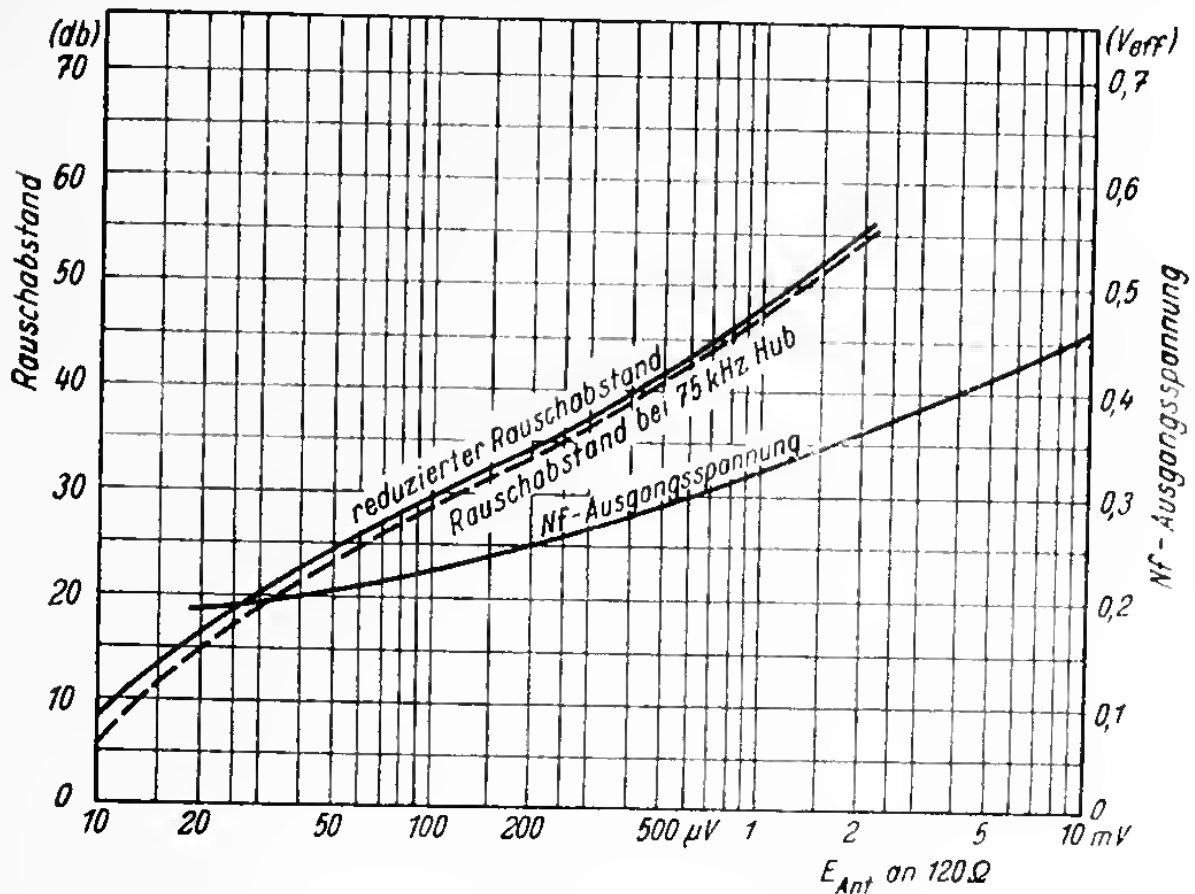


Bild 24. Rauschabstand und NF-Ausgangsspannung einer Selbstpendlerschaltung mit ECF 12

zungseffekt stark abgeschwächt wird; auch bringt die Wache-Schaltung für die beiden verstimmten Kreise einen Verstärkungsverlust mit sich. Die Verstärkung vor der Pendelstufe muß dann etwa 30mal höher sein als beim einfachen Pendler. Man kommt zu einer praktisch gut brauchbaren Lösung, indem man eine Vorstufe, eine Mischstufe und eine Zf-Stufe der Pendelstufe vorausgehen läßt und dabei die Hf- und Zf-Verstärkung mit derselben Röhre, z. B. EF 80, in Reflexschaltung vornimmt. Da von der Zf-Stufe keine hohe Verstärkung verlangt wird, ergeben sich hierbei kaum Schwierigkeiten. Eine andere Möglichkeit wäre die, der Differential-Pendelstufe zwei Hf-Stufen in Kaskade vorzuschalten. Dann müssen jedoch im Gegensatz zum Zf-Betrieb die beiden Wache-

Der Pendelempfang

Kreise auf den Sender abgestimmt werden, und es ergeben sich evtl. Gleichlaufschwierigkeiten.

Im Unterschied vom einfachen Pendler wird der Differentialpendler beim Abstimmen auf einen Sender so eingestellt, daß das Rauschen zum Minimum wird.

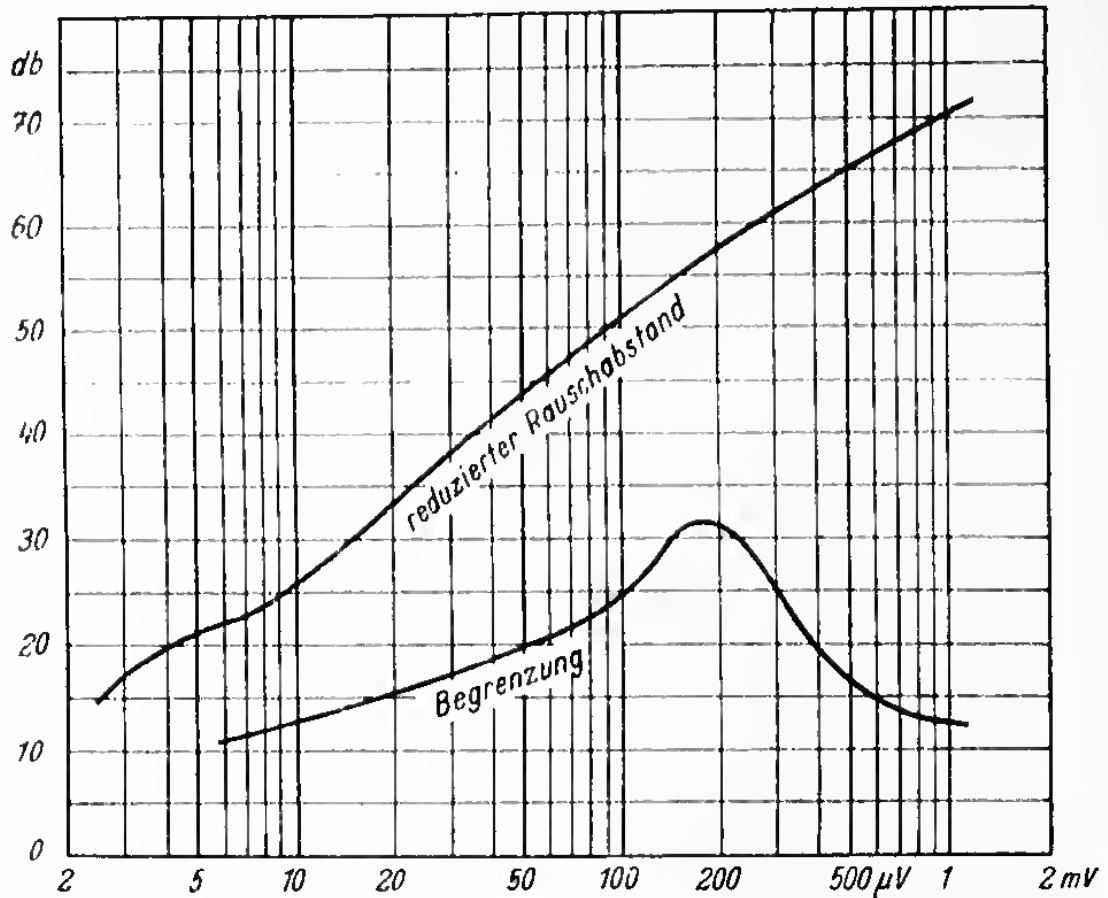


Bild 25. Rauschabstand und AM-Begrenzungsverhältnis eines Differentialpendlers

In Bild 24 sind Rauschabstandskurven gezeichnet, die an einem einfachen Pendler mit ECF 12 in der Schaltung nach Bild 15 gemessen wurden. Die gestrichelte Kurve gibt den bei 75 kHz Frequenzhub gemessenen Rauschabstand. Das Rauschen erweist sich mit frequenzmoduliertem Sender als etwas stärker als mit unmoduliertem Träger. Dieses zusätzliche „Hubrauschen“ erklärt sich aus der Durchstenerung der resultierenden Resonanzkurve bis in Gebiete wesentlich stärkeren Rauschens. Für die praktische Beeinträchtigung des Empfanges, besonders der Pianostellen durch das Rauschen ist aber das Rauschen ohne wesentlichen Hub von größerer Wichtigkeit. Wir definieren daher einen „redu-

Literatur

zierten Rauschabstand", der dem Verhältnis der NF-Ausgangsspannung bei 75 kHz Hub zu der ohne Hub gemessenen Rauschspannung entspricht.

Bild 25 zeigt die Rauschabstandskurve eines Versuchsaufbaus in Differentialpendlerschaltung, die in Bild 20 dargestellt ist, im Zusammenwirken mit einer anreichenden Vorverstärkung. Zu den gemessenen Rauschabstandskurven sei bemerkt, daß diese noch kein Optimum darstellen. Die Resonanzkurve des einfachen Pendlers mit ECF 12 war verhältnismäßig breit, so daß zwar die nichtlinearen Verzerrungen sehr gering waren, aber der Rauschabstand entsprechend schlechter war. Er entsprach aber gut dem bei der betreffenden Bandbreite theoretisch zu erwartenden Wert.

Beim Differentialpendler konnte der theoretisch mögliche Bestwert des Rauschabstandes nicht erreicht werden, doch zeigt sich deutlich die Überlegenheit dieser Schaltung über den einfachen Pendler und auch über den Flankensuper, wenn man berücksichtigt, daß die untersuchte Differentialpendlerschaltung mit einem niederfrequenten Ausgang für beste Breitbandwiedergabe versehen war.

Literatur

- [1] Bolitho, J. B., Brit. Pat. 156330, Okt. 1919.
- [2] Flewelling, beschrieben in: G. G. Blake, History of Radio-Telegraphy and Telephony, London 1926.
- [3] Barkhausen, H. und Hüller, G.: Wo hat ein abklingender Schwingungsvorgang sein Ende, wo ein anklingender seinen Anfang? Hochfrequenztechnik und Elektroakustik 42 (1933) 41.
- [4] Hüller, G.: Grundsätze für die Anwendung des Pendelrückkopplungsempfängers. Hochfrequenztechnik und Elektroakustik 44 (1934) 80.
- [5] Erdelyi, A.: Über Schwingungskreise mit langsam pulsierender Dämpfung. (Zur Theorie des Pendelrückkopplungsempfängers). Ann. Phys. 5. F. 23 (1935) 21.
- [6] Hazeltine, A., Richmond, D., und Laughlin, B. D.: Superregenerative Design, Electronics, Sept. 1948.
- [7] Biebmam, L.: Theory of the Superregenerative Amplifier. Proc. I. R. E., Jan. 1949.
- [8] Vergl. Magnus-Oberhettinger, Formeln und Sätze für die speziellen Funktionen der mathematischen Physik, S. 161 (Tabellen über Fourier-Transformation), Springer 1948.
- [9] Hüller, G., a. a. O., S. 86.
- [10] „Fremodyne — FM — Receiver“ der Hazeltine — Corp., beschrieben in Electronics, Jan. 1948, S. 83—87.
- [11] Hewel, H.: Kombiniertes AM-FM-Rundfunkempfänger für Allstrom. Funktechnik 1950, Nr. 10, S. 304—305.
- [12] Vergl. die symmetrische Diodenschaltung im Aufsatz „FM-Demodulatoren“, S. 23.
- [13] Bradley, William E., Superregenerative Detection Theory, Electronics, Sept. 1948, S. 96—98.

Die Rauschmodulation des FM-Empfängers

Von Wilhelm Engbert

1. Einleitung

Das Rauschen im Lautsprecher des Empfängers, verursacht durch Rauschquellen im Apparat selbst, und die Störgeräusche, erzeugt durch Störquellen außerhalb des Empfängers, die über die Antenne im Gerät wirksam werden, können beim FM-Empfänger so außerordentlich klein gehalten werden, daß erst durch ihn eine wirklich einwandfreie Programmwiedergabe möglich wurde. Das ist eine Folge der hier angewendeten Frequenzmodulation des Signals, gegenüber der die Frequenzmodulation durch die Störungen und durch das Rauschen nur sehr klein ist. Voraussetzung ist hierbei jedoch, daß die relativ große Amplituden-Modulation der Störungen und des Rauschens im Empfänger nicht wirksam wird. Die rechnerische Festlegung des Rauschpegels bei idealem Empfänger soll hier durchgeführt und sein rauschmässiges Verhalten diskutiert werden.

2. Rauschquellen

Von den vielen Rauschquellen eines FM-Empfängers sind ebenso wie beim AM-Empfänger vornehmlich die im Hf-Eingangsteil von Bedeutung. Beim UKW-Empfänger sind es in erster Linie die Eingangsstufen-Röhre und ihr zugehöriger Eingangskreiswiderstand und, wenn die Verstärkung der ersten Röhre gering ist und die zweite Röhre stark rauscht, zum Teil noch diese zweite Röhre, die als Rauschquellen in Erscheinung treten. Man kann alle diese Quellen sich durch eine einzige Quelle ersetzt denken, wobei dann das übrige Gerät als nichtrauschend gedacht ist. Dieses ist möglich, da Röhre und Widerstand gleichen Rauschcharakter haben, dadurch, daß es immer das Quantum der Elektronenladung ist, das einmal beim Strom in der Röhre, zum anderen bei der Wärmebewegung der Elektronen im Widerstand stoßartige Stromübergänge an den Elektroden hervorruft, die sich als Rauschen gleichmäßig über alle Frequenzen bemerkbar machen.

Als Ersatzrauschquelle wählen wir einen Widerstand R_R , dessen Rauschspannung die Summe der im Gerät vorhandenen Rauschspannungen darstellt, bezogen auf den Eingang der ersten Röhre des Gerätes.

Die Zusammenfassung dieser Rauschquellen, die sich im Hf-Teil des Gerätes befinden, unterscheidet sich beim AM- und FM-Empfänger grundsätzlich nicht. Wenn beim FM-Empfänger besondere Verhältnisse vorliegen, dann nur im Zusammenhang mit der kurzen Welle, bei der FM-Empfang durchgeführt wird. Zunächst wird die Größe des Rauschersatzwiderstandes R_R für das Gerät als bekannt vorausgesetzt und es soll erst einmal ausgeführt werden, wie sich diese Rauschquelle im Lautsprecher des AM- oder FM-Empfängers auswirkt.

Durch die Zusammenfassung der Rauschquellen zu einem Ersatzrauschwiderstand R_R am Eingang der ersten Röhre, wo auch das Hf-Signal passiert, erhält man die Empfindlichkeit des Gerätes, bezogen auf den Eingang der ersten Röhre. Von hier aus kann man sich die Rauschspannung in die Antenne verlegt denken an die Stelle, an der auch das Nutzsignal erscheint, dessen Pegel der Apparatebauer mit dem Rauschpegel vergleichen muß, wenn er den Störabstand ermitteln will. Die Empfindlichkeit im Röhreneingang auf die Empfindlichkeit in der Antenne zu übertragen hat speziell mit der Frequenzmodulation nichts zu tun und wird deshalb hier nicht durchgeführt.

3. Der Rauschabstand

Entscheidend für die Güte eines Gerätes ist nicht der Absolutwert der Rauschspannung am Lautsprecher, denn dieser kann durch die Verstärkung beliebig geändert werden, sondern das Rauschen im Verhältnis zum Signal. Der Röhrenverstärker hat es mit sich gebracht, im allgemeinen mit Spannungen zu rechnen, so daß es erwünscht wäre, auch das Rausch-Signal-Verhältnis durch das Verhältnis der Spannungen anzugeben. Der Charakter der Rauschquelle zwingt jedoch zur Rechnung mit Leistungen, denn bei der Zusammenfassung mehrerer Rauschquellen addieren sich nicht die Spannungen, sondern die Leistungen und damit die Spannungsquadrate. Wir wollen deshalb den Rauschabstand durch das Verhältnis der Signalleistung zur Rauschleistung angeben, das auch gleichzeitig das Verhältnis des Signal-Spannungs-Quadrates zum Rausch-Spannungs-Quadrat ist. Sucht man das Spannungsverhältnis vom Signal zum Rauschen, so braucht man also nur die Wurzel aus dem Leistungsverhältnis zu ziehen.

Nun gibt es aber in jedem Empfänger zwei Rauschabstände, die wichtig sind: erstens den Rauschabstand im Lautsprecher, der also vom Ohr festgestellt wird, den wir als Nf-Rauschabstand bezeichnen, und zweitens den Rauschabstand im Hf-Teil des Gerätes, von dem der Nf-Rauschabstand abhängt. Beim AM-Empfänger sind beide Rauschabstände gleich, beim FM-Empfänger ist der Nf-Rauschabstand gegenüber dem Hf-Rauschabstand wesentlich verbessert, wie noch gezeigt wird. Ausgangspunkt ist

Die Rauschmodulation des FM-Empfängers

für beide Gerätearten der Hf-Rauschabstand, der zunächst möglichst groß gemacht werden muß. Gute Empfangsverhältnisse zu schaffen, ist die eine Möglichkeit, die aber außerhalb des Empfängers liegt. Durch geschickte Signalenergie-Übertragung im Empfänger zum Gitter der ersten Röhre hin benutzt man die apparative Möglichkeit, in gewissen Grenzen den Rauschabstand zu beeinflussen. Auf diese Dinge soll hier nicht näher eingegangen werden, und es soll der Hf-Rauschabstand am Röhreneingang gegeben sein.

Für die Rauschspannung ist oben der Rauschwiderstand R_R als maßgebend definiert worden. Er stellt einen Rauschgenerator dar, der die Spannung

$$\bar{U}_R = \sqrt{4 k T_o R_R \Delta f} = 1,26 \cdot 10^{-10} \sqrt{R_R \Delta f} \quad \text{Volt} \quad \Omega \text{ Hz} \quad (1)$$

liefert.

Am Röhreneingang liegt ein Eingangswiderstand R_E (nicht rauschend, da sein Rauschen in R_R steckt), den die Signalspannung U_{HF} als Energieverbraucher spürt. Der Rauschabstand ist definitionsgemäß

$$\frac{U_{\text{Hf}}^2}{U_R^2} = \frac{U_{\text{Hf}}^2}{1,6 \cdot 10^{-20} R_R \Delta f} = \frac{R'_E}{R_R} \frac{N_{\text{Hf}}}{N_R} \quad \begin{array}{l} N_{\text{Hf}} = \text{Hf-Leistung des Signals} \\ N_R = \text{Rauschleistung} \\ \text{des Widerstandes} \end{array} \quad (2)$$

Für die folgenden Betrachtungen soll vorausgesetzt werden, daß der Rauschabstand durch genügend große Signalleistung groß gemacht wurde.

Der Rauschabstand ist zufolge Formel (2) eine Funktion der Bandbreite Δf des Empfängers. Bekanntlich macht man beim AM-Empfänger den Durchlaßbereich schmäler, wenn man geringeres Rauschen haben will, wodurch allerdings auch gleichzeitig die höheren Niederfrequenzen abgeschnitten werden. Wir wollen jedoch Qualitätsempfang voraussetzen und den Empfänger so breit machen, wie es zum besten Empfang notwendig ist. Die Nf bis 15 kHz soll voll durchkommen. Das zwingt dazu, beim AM-Empfänger den Hf-Durchlaßbereich für ein Band ± 15 kHz um die Signalfrequenz ω_s einzurichten. Beim FM-Empfänger muß jedoch ein wesentlich größerer Durchlaßbereich vorgesehen werden. Bei einem maximalen Frequenzhub (der beim heutigen UKW-Betrieb ± 75 kHz beträgt) erstrecken sich die Seitenfrequenzen, die mit übertragen werden müssen, bis mindestens ± 90 kHz. Die Empfängerbandbreite wird üblicherweise durch einen Abfall auf das $1/\sqrt{2}$ -fache des Resonanzwertes bestimmt. Da dieser Abfall für die Seitenfrequenzen schon zu hoch ist, wird die Empfängerbandbreite auf etwa ± 120 kHz dimensioniert. Der FM-Empfänger muß also beim Qualitätsempfang — den wir für beide Gerätearten voraussetzen wollen — 8mal

Die Rauschmodulation eines Signals

größere Bandbreite erhalten als der AM-Empfänger, womit die Hf-Rauschleistung beim FM-Empfänger — bei sonst gleicher Hf-Rauschquelle R_R 8mal größer ist. Wie noch ausgeführt wird, bringt allerdings diese Bandverbreiterung kaum eine Rauschvergrößerung im Lautsprecher, denn für das Nf-Rauschen kann das Hf-Band über ± 15 kHz von der Signalfrequenz entfernt bei beiden Gerätearten vernachlässigt werden. Da andererseits das Band nicht unter ± 15 kHz breit sein soll (wegen der Qualitätsforderung), wollen wir bei der Bestimmung des Hf-Rauschabstandes für das Rauschen des Widerstandes R_R stets die Bandbreite ± 15 kHz = 30 kHz zugrunde legen und unter der Hf-Rauschspannung der Rauschquelle R_R immer den Betrag:

$$\bar{U}_R = 2,19 \cdot 10^{-8} \sqrt{R_R}$$

verstehen, unabhängig davon, daß z. B. der FM-Empfänger breiter als ± 15 kHz gemacht wurde.

4. Die Rauschmodulation eines Signals

Für den Hf-Teil ist nun für beide Gerätearten gleichwertig die hochfrequente Rauschspannung durch den Rauschwiderstand R_R und der Hf-Rauschabstand durch Gl. (2) festgelegt. Die Wirksamkeit der hochfrequenten Rauschspannung ist aber in beiden Gerätearten unterschiedlich. Während der AM-Empfänger nur die Hf-Rauschspannungen merkt, soweit sie Amplitudenmodulationen hervorrufen, reagiert der FM-Empfänger nur auf die Hf-Rauschspannungen, soweit sie Frequenzmodulationen hervorrufen. Entsprechend müssen wir auch die Rauschabstände unterschiedlich definieren, die wir als Nf-Rauschabstände bezeichnen wollen, und müssen somit je nach der Empfängerart nach dem Nf-Amplitudenrauschanteil oder dem Nf-Frequenzrauschanteil fragen.

4a. Das Hf-Spektrum des Rauschwiderstandes R_R

Um die modulierende Wirkung der Rauschquelle erkennen zu können, muß auf das Hf-Spektrum zurückgegriffen werden. In Bild 1 ist dieses idealisiert dargestellt als eine Anzahl sin-förmiger Spannungen konstanter Amplituden und diskreter Frequenzen in gleichmäßigen Frequenzabständen auf dem Hf-Band, das der Empfänger durchläßt. In Bild 1 ist als Ordinate die Rauschspannung pro $\sqrt{\text{Hz}}$ eingetragen worden.

4b. Die Modulationswirkung einer Störfrequenz

Von der Vielzahl der Spektrallinien, die alle mit dem Signal zusammenwirken, greifen wir uns eine im Frequenzabstand n von der Signalfrequenz ω_s heraus und führen eine Addition des Signals mit dieser Stör-

Die Rauschmodulation des FM-Empfängers

linie durch. Hierzu eignet sich am besten die Vektordarstellung entsprechend Bild 2a, b und c.

Der große Pfeil U_s in Bild 2 stelle die Spannung des Hf-Signals dar. Die Länge gebe den Spitzenwert der Hf-Spannung an; ihre Augenblickswerte würden sich durch eine Projektion dieses Pfeiles auf eine durch 0 gehende Gerade ablesen lassen, wenn man den Pfeil mit der Frequenz des Hf-Signals (mit ω_s) rotieren lassen würde. Der Übersicht halber ist diese Gerade durch 0 weggelassen. Es sei hier klargelegt, daß man die

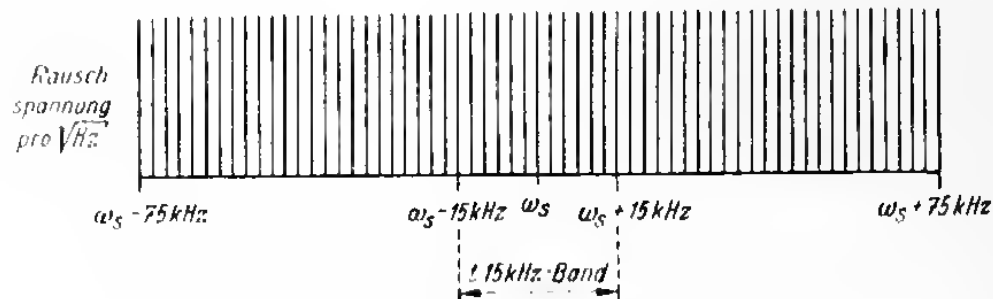


Bild 1. Identifiziertes Spektrum eines Rauschwiderstandes

Frequenz des Signals aus der Lage des Pfeiles nicht ablesen kann, denn die Frequenz ist gegeben durch die Winkeländerung pro Zeiteinheit. Deshalb ist in der Zeichnung die Frequenz neben den Spannungspfeil ($= \omega_s$) geschrieben. Auf die Pfeilspitze für U_s setzen wir einen kleinen Pfeil U_r , dessen Länge den Spitzenwert der Störlinie darstellt. Da dieser kleine Pfeil sich ebenfalls sinusförmig ändert, lassen wir ihn mit seiner Frequenz ω_r rotieren und nehmen die gleiche gedachte Gerade durch 0 wie oben als Projektionsbasis für die Bestimmung der Momentanwerte. Ebenso bekommt der kleine Pfeil seine Umlauffrequenz ω_r angeschrieben. Das Ergebnis der Addition ist ein Pfeil, der von dem Ursprung 0 bis zur Spitze des kleinen Pfeiles geht. Wir beobachten diesen Summenpfeil, während durch die unterschiedliche Rotationsfrequenz die beiden Pfeile alle möglichen Lagen zueinander durchlaufen.

Achten wir zunächst nur auf die Länge des Summenpfeils (Amplitudenmodulation), so sehen wir, daß sie einmal wie in Bild 2a einen Maximalwert $U_s + U_r$ und einmal einen Minimalwert $U_s - U_r$ annimmt. Das Signal U_s ist also mit dem Hub $\pm U_r$ amplitudenmoduliert. Dieser Hub wird mit einer Frequenz durchlaufen, die sich aus der unterschiedlichen Umlauffrequenz des großen und kleinen Pfeils ableitet, welche die Modulationsfrequenz n für diesen Hub darstellt und die Größe

$$n = \omega_r - \omega_s$$

hat.

Die Modulationswirkung einer Störfrequenz

Wir richten nun unser Augenmerk nur auf die Umlauffrequenz des Summenpfeils (Frequenzmodulation). Wenn der kleine Pfeil in Richtung des großen steht, haben sie beide gleiche Drehrichtung. Dreht sich der kleine Pfeil schneller als der große, so ist die momentane Geschwindigkeit des Summenpfeils größer. In der Stellung nach Bild 2a, bei der die beiden Pfeile gleiche Richtung haben, ist der Geschwindigkeitszuwachs für den Summenpfeil am größten. Ist die Richtung des kleinen Pfeils

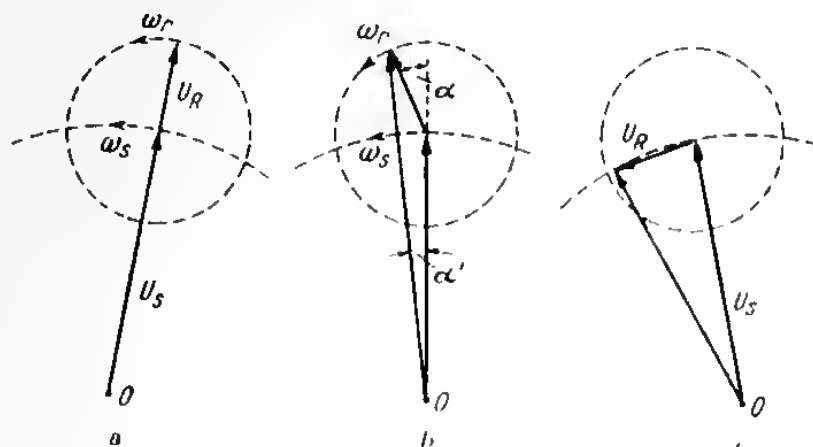


Bild 2. Vektorielle Addition einer Signalspannung U_s und einer Störspannung U_R

gerade senkrecht zum großen, so ändert er die Geschwindigkeit des Summenpfeils nicht. In der Gegenlage zu Bild 2a, bei der der kleine Pfeil in entgegengesetzter Richtung zum Signalpfeil liegt, bewirkt dieser, daß die Rotationsgeschwindigkeit des Summenpfeils den kleinsten Betrag hat. Man kann das auch so ausdrücken:

Es tritt ein Frequenzhub $\pm \omega \Delta \omega_s$ auf, der mit der gleichen Frequenz wie der Amplitudenhub durchlaufen wird ($\omega = \omega_r - \omega_s = \text{Modulationsfrequenz}$). Nun muß noch die Größe des Frequenzhubes aus den vorausgesetzten Werten von U_s , U_R und $\omega_r - \omega_s$ bestimmt werden. Sie hängt von dem Verhältnis der Störspannung zur Signalspannung ab. Man erkennt das an Bild 2b, in dem ein Zustand kurz nach der Phasenlage a aufgezeichnet ist. Während der Störpfeil um den Winkel α vorgeeilt ist, hat der Summenpfeil jedoch nur den Winkel α' als Vorsprung gewonnen. Der Zeichnung ist leicht zu entnehmen, daß

$$\alpha' = \alpha \frac{U_R}{U_s}, \quad (3)$$

wenn U_s sehr viel größer als U_R ist.

Der Vorsprung des Summenpfeils ist demnach um den Faktor U_R/U_s kleiner, als derjenige des Störpfeils. Also muß auch der Frequenzhub $\Delta \omega_s$ des Summenpfeils um den Faktor U_R/U_s kleiner gewesen sein, als der Frequenzunterschied $(\omega_r - \omega_s)$ des kleinen Pfeils vom großen.

$$\Delta\omega_s = (\omega_r - \omega_s) \frac{U_R}{U_S} \quad (4)$$

Es tritt somit durch das Zusammenwirken einer Signalspannung U_s mit einer Störspannung U_R im Frequenzabstand n eine Modulation der Signalspannung U_s ein, und zwar eine Amplituden- und Frequenz-Modulation. Die Amplitudenmodulation hat den Amplitudenhub $\pm U_R$ und die Modulationsfrequenz $n = \omega_r - \omega_s$, die Frequenzmodulation hat den Frequenzhub $\pm \frac{U_R}{U_S} \cdot (\omega_r - \omega_s)$ und die Modulationsfrequenz $n = \omega_r - \omega_s$, wobei $n = \omega_r - \omega_s$ die Nf ist.

Dadurch ist die Frage nach der Modulation des Signals durch die Störquelle beantwortet, allerdings zunächst nur für eine willkürlich herausgegriffene Störfrequenz im Frequenzabstand n .

Das Zusammenwirken eines Hf-Signals mit einer Störfrequenz ist vom Rückkopplungsanion her gut bekannt. Sobald die Röhre schwingt, addieren sich die Röhrenfrequenz (Störfrequenz) und Signalfrequenz. Ihre Differenzfrequenz, kennzeichnend an der Pfeiftonhöhe, ist die Nf (Differenzton, der unserer Modulationsfrequenz n entspricht). Beim Durdistimmen des Röhrenkreises kommt man von Frequenzen, die von der Signalfrequenz weit entfernt sind (hoher Pfeifton), über die Frequenz, die gleich derjenigen des Signals ist (Pfeiftonfrequenz = 0), zu den Frequenzen, die auf der anderen Seite der Signalfrequenz liegen (wieder höhere Pfeiftöne). Das gleiche Bild ergibt sich, wenn wir von unserem Hf-Spektrum Bild 1 zunächst die weit außen liegenden Störlinien auf das Signal einwirken lassen. Je mehr wir uns der Signalfrequenz nähern, um so niedriger ist die entstehende Frequenz vor dem Demodulator, bei Gleichheit von Stör- und Signalfrequenz ist sie 0, auf der anderen Seite von ω_s steigt sie wieder an und ist stets gleich der Differenzfrequenz von Störlinie und Signal. Die Störfrequenzen im Abstand von mehr als 15 kHz vom Signal erzeugen Frequenzen im Lautsprecher, die höher als 15 kHz sind, also im Nf-Teil nicht mehr verstärkt werden. Wir brauchen deshalb aus dem Hf-Spektrum Bild 1 die Störlinien im Abstand über 15 kHz vom Signal nicht zu berücksichtigen, wodurch die eingangs festgelegte Begrenzung für die Erfassung der Hf-Bandbreite auf nur ± 15 kHz bei beiden Gerätearten ihren Sinn bekommt. Es ist also beim FM-Empfänger nicht schädlich, daß er so sehr breitbandig ist, denn die Rauschfrequenzen im größeren Abstand als 15 kHz vom Signal machen sich doch nicht mehr im Lautsprecher bemerkbar.

4c. Der durch eine Störfrequenz verursachte Nf-Rauschgrad

Nun können wir auch den durch eine Störfrequenz verursachten Rauschanteil berechnen. Zu diesem Zweck müssen wir die oben abgeleitete Modu-

Die Summe der Einzelrauschabstände in der Nf

lation des Signals durch eine Störfrequenz vergleichen mit der eigentlichen Nutzmodulation des Signals. Um gleiche Verhältnisse bei AM und FM zu haben, soll das Signal in beiden Fällen voll durchmoduliert sein. Das bedeutet bei Amplitudenmodulation, daß das Signal zu 100 % in der Amplitude durchmoduliert ist, d. h. einen Amplitudenhub $\pm U_s$ hat. Mit dem oben abgeleiteten Rauschhub ergibt sich dann ein Rauschanteil in der Amplitudenmodulation für die eine Störfrequenz der Amplitude U_R :

$$\frac{U_R}{U_s} \quad (5)$$

Bei der Frequenzmodulation hat man es in der Hand, den Sender frequenzmäßig stark durchzumodulieren, so daß der Rauschmodulationshub klein dagegen wird. Habe der Sender den größten Frequenzhub $\pm \Delta\omega_m$ (± 75 kHz), so ist der Rauschanteil der einen Störlinie bei Frequenzmodulation

$$\frac{U_R}{U_s} \frac{\omega_r - \omega_s}{\Delta\omega_m} = \frac{U_R}{U_s} \frac{n}{\Delta\omega_m} \quad (6)$$

Während der Rauschanteil in der Amplitudenmodulation nach Gl. (5) frequenzunabhängig ist und nur von dem Hf-Spannungsverhältnis U_R/U_s abhängt, kommt bei der Frequenzmodulation noch eine Frequenzabhängigkeit hinzu. Für eine Störfrequenz im Abstand des maximalen Frequenzhubes ($n = \Delta\omega_m$) ist der Rauschanteil der gleiche wie bei AM, nämlich $= U_R/U_s$ und nimmt linear mit abnehmender Frequenz ab.

4d. Die Summe der Einzelrauschabstände in der Nf

In Bild 3 zeichnen wir für alle Störfrequenzen nach Bild 1, die rechts von ω_s liegen, den Rauschanteil in der Modulation (Nf-Spektrum), wobei der AM-Rauschanteil als Bezugsgröße genommen ist.

Für die Störfrequenz im Abstand $n = \Delta\omega_m$, also im Abstand des maximalen Frequenzhubes, ist nach Gl. (6) der Rauschanteil in der Nf bei 75 kHz gleich demjenigen der Hf-Spannungen U_R/U_s . Zu niedrigerer Nf hin nimmt der Rauschanteil linear nach Gl. (6) ab, so daß sich aus Bild 3 die Rauschanteile aller Störfrequenzen aus dem Hf-Band rechts von ω_s im entsprechenden Nf-Band ablesen lassen.

Das gleiche Nf-Bild ergibt sich, wenn man die Störlinien links von ω_s nimmt; das Nf-Spektrum entsteht hier aus den Differenzfrequenzen $\omega_s - \omega_r$. Bild 3 stellt also nur die Störanteile in der Nf für das halbe Hf-Band dar, sie treten bei Berücksichtigung des ganzen Hf-Bandes zweimal auf.

Bisher sind nur die einzelnen Hf-Störfrequenzen betrachtet und im Nf-Spektrum auch wieder die spezielle Wirkung der einzelnen Frequenz dargestellt worden. Im Lautsprecher hört man jedoch das ganze Spektrum zusammen. Um nun die Wirkung des Rauschspannungsgemisches im Ge-

Die Rauschmodulation des FM-Empfängers

santband zu erfassen, müssen die Spannungsqadrate der Einzelfrequenzen addiert werden, und man erhält das mittlere Gesamtspannungsqadrat (beim Rauschen addieren sich die Leistungen). So müssen wir auch hier bei der Addition der Rauschanteile vorgehen. Jeder Anteil wird quadriert und dann addiert, und so ergibt sich aus Gl. (6)

$$\frac{\bar{U}_{RNf}^2}{U_{SNf}^2} = 2 \cdot \int_0^{15 \text{ kHz}} \left(\frac{U_R}{U_S} \frac{n}{\Delta \omega_m} \right)^2 dn \quad (7)$$

wobei nur bis 15 kHz zu integrieren ist, da die höheren Frequenzen nicht mehr gehört werden, und wir erhalten so den Nf-Rauschanteil zum Quadrat, was auch gleichzeitig das Leistungsverhältnis von Rauschen und Signal ist.

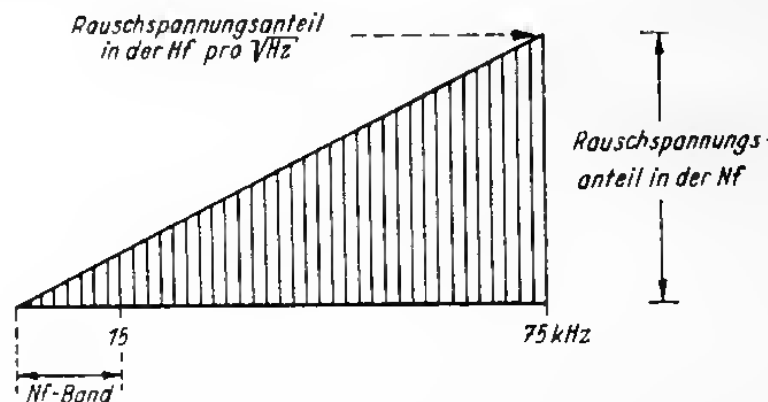


Bild 3. Rauschanteil für alle Störfrequenzen, die rechts von ω_s liegen

Der Rauschleistungsanteil in der Nf wird damit

$$2 \cdot \frac{U_R^2}{U_S^2 \Delta \omega_m^2} \cdot \frac{1}{3} \cdot 15000^2. \quad (8)$$

Wir vergleichen ihn mit dem Rauschleistungsanteil in der AM (hier müssen auch die Leistungsanteile addiert werden). Er beträgt:

$$\frac{\bar{U}_{RNf}^2}{U_{SNf}^2} = 2 \int_0^{15 \text{ kHz}} \left(\frac{U_R}{U_S} \right)^2 dn = 2 \frac{U_R^2}{U_S^2} 15000 \quad (9)$$

und ist somit um den Faktor

$$\frac{15000^2}{\Delta \omega_m^2} \cdot \frac{1}{3} = \frac{1}{m^2} \cdot \frac{1}{3} \quad (10)$$

kleiner geworden. m ist der Modulationsindex des Senders, der angibt, um welchen Betrag der maximale Frequenzhub größer ist als die höchste zu übertragende Nf (für UKW-Rundfunk ist $m = 5$).

Der Rauschänderungsfaktor

Das ist in **Bild 4** dargestellt, indem **Bild 3** auf quadratische Werte umgezeichnet wurde. Der Inhalt der überdeckten Fläche gibt den gesamten Rauschleistungsanteil an. Die Flächenvergleiche im Nf-Band 0–15 kHz ergeben den Faktor nach (10).

Dieser Faktor nach (10) ist bisher nur als Nf-Vergleichsgröße von AM und FM betrachtet worden, es fehlt noch die Verbindung zur Hf, die wir über Gl. (9) gewinnen. U_R ist der Spitzenwert der sinnsförmig gedachten Störlinie, das ist die Hf-Rauschspannungsspitze pro $\sqrt{\text{Hz}}$ Bandbreite. $U_R^2 \cdot 30\,000$ ist dann das Rauschspannungsquadrat des ganzen Hf-Bandes,

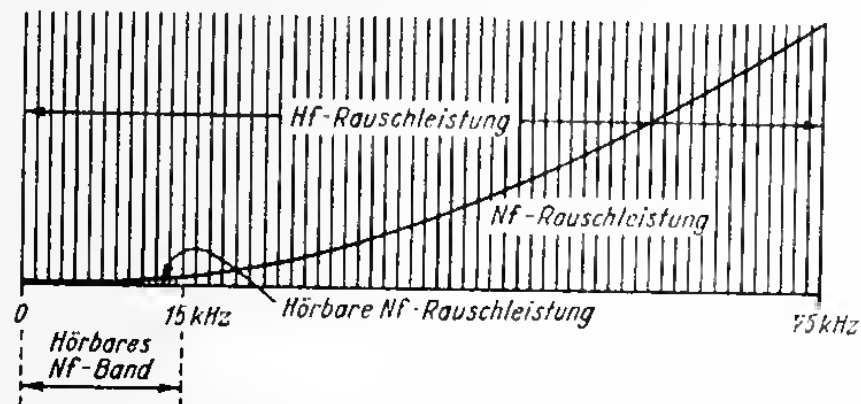


Bild 4. Rauschspannungsgemisch im Gesamtband.
Es entsteht aus einer Quadrierung der Spannungen der Einzelfrequenzen
und anschließender Integration

d. h. der Hf-Rauschleistungsanteil ist gleich dem AM-Rauschleistungsanteil (Gl. (9)). Somit wird durch den Faktor (10) das Nf-Rauschen bei FM auch auf das Hf-Rauschen bezogen.

5. Der Rauschänderungsfaktor

Nach (10) ist die störende Wirkung der Hf-Rauschquelle in der Modulation bei FM um den Faktor $\frac{1}{3 \cdot m^2}$ kleiner als bei AM, das macht sich so bemerkbar, als ob die Rauschleistung des Empfängers um diesen Faktor vermindert wäre. Obwohl diese Verminderung in der Modulation stattfindet, wollen wir sie in die Hf-Quelle verlegt denken und erfassen diesen Vorgang zahlenmäßig durch einen äquivalenten Rauschänderungsfaktor (bezogen auf die Leistung).

$$\frac{1}{3 \cdot m^2} \quad (11)$$

Später kommen noch Veränderungen der störenden Wirkung der Hf-Spektrallinien durch die Tätigkeit des Gleichrichters hinzu, die wir ebenfalls in diesem Faktor unterbringen werden.

Der Rauschänderungsfaktor ist noch kein eindeutiges Maß dafür, wie stark die Störverminderung tatsächlich für das Ohr ist. Wenn der Lautsprecher alle Frequenzen von 0 bis 15 kHz gleich gut wiedergibt und wenn das menschliche Ohr ebenso gleichmäßig für diese Frequenzen empfindlich wäre, müßte der andersartige Rauschcharakter des FM-Empfängers, nämlich das größere Rauschen bei höheren Frequenzen, bemerkt werden. In Wirklichkeit durchläuft die Empfindlichkeit des menschlichen Ohres ein Maximum bei 3 bis 4 kHz, so daß gerade die hohen Frequenzen, die im FM-Empfänger eine größere Rauschamplitude haben, weniger oder gar nicht mehr zu hören sind, wodurch insgesamt der Eindruck einer noch stärkeren Rauschverminderung erweckt werden kann, als dem Faktor nach (10) entspricht. Dieses nimmt im gewissen Maße eine weitere Maßnahme zur Rauschverminderung vorweg, nämlich die als De-Emphasis bezeichnete empfangsseitige Senkung der Höhenlagen und senderseitig durchgeführte entsprechende Anhebung der höheren Frequenzen.

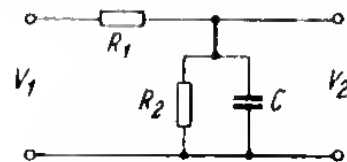


Bild 6. De-emphasis-
(Rückentzerrungs-Glied)

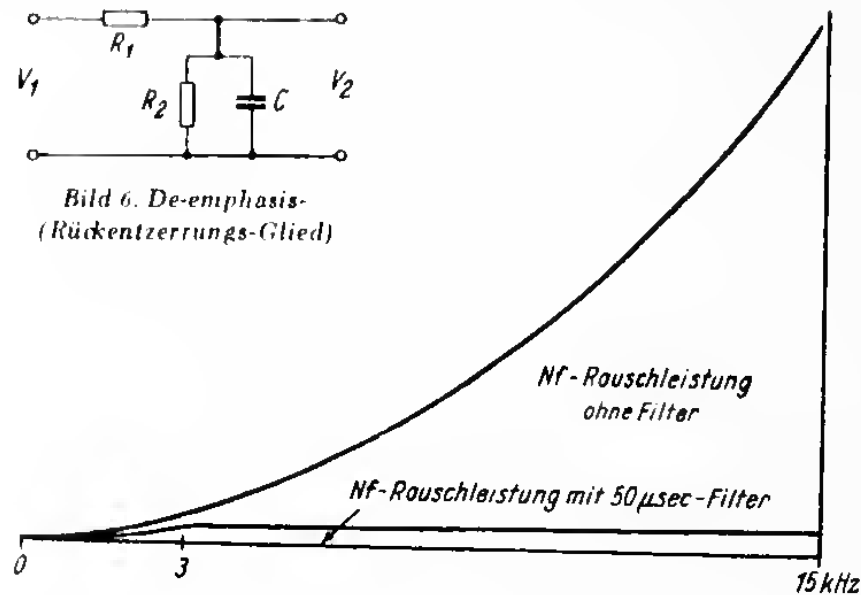


Bild 5. *Nf-Rauschspektrum eines FM-Empfängers
ohne und mit Rückentzerrung (de-emphasis)*

6. Die De-Emphasis

In Bild 5 ist das Nf-Spektrum eines FM-Empfängers für den interessierenden Teil von 0 bis 15 kHz nochmals dargestellt (die Spannungsquadrate). Baut man in den Nf-Teil des Gerätes ein Filter entsprechend Bild 6, so werden die Rauschfrequenzen oberhalb der Grenzfrequenz des Filters geschwächt, unterhalb der Grenzfrequenz aber praktisch voll durchgelassen.

Der Rauschänderungsfaktor bei kleiner Signalleistung

Es ergibt sich, daß die Rauschspannungen von der Grenzfrequenz ab fast konstant verlaufen, wie in Bild 5 eingezeichnet. Die Spannung am Ausgang des Filters ist

$$v_2^2 = \frac{v_1^2}{\left(\frac{R_1 + R_2}{R_1}\right)^2 + \omega_n^2 C^2 R_1^2} = v_1^2 \frac{R_2^2}{(R_1 + R_2)^2} \cdot \frac{1}{1 + (\omega_n \tau)^2}$$

wobei $\tau = C \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 + R_2}$ die Filterkonstante ist.

$\frac{1}{1 + (\omega_n \tau)^2}$ stellt die Schwächung für die Frequenz ω_n dar, $\frac{R_2^2}{(R_1 + R_2)^2}$ ist ein konstanter Faktor, der durch die Verstärkung wieder ausgeglichen sei. So ergibt sich der in Bild 5 eingezeichnete Kurvenverlauf, wenn mit einer Filterzeitkonstanten von 50 μsec . gerechnet wird.

Der Inhalt der Fläche unter der Kurve entspricht dem Rauschen im Lautsprecher bei Anwendung eines solchen Filters. Man erkennt die wesentliche Verkleinerung (Rauschverminderungsfaktor ca. $1/11$). Das Signal wird bei diesen Frequenzen ebenso geschwächt; da es aber senderseitig im gleichen Maßstab vorher angehoben wurde, erreicht den Lautsprecher das naturgetreue Signal, während der Rauschpegel gesunken ist.

7. Der Rauschänderungsfaktor bei kleiner Signalleistung

Für die Gültigkeit des Rauschänderungsfaktors ist Bedingung, daß der AM-Empfänger nur die Amplitude demoduliert, der FM-Empfänger nur die Frequenz demoduliert, aber die gleichzeitig anwesende, um den reziproken Rauschänderungsfaktor größere Amplitudenmodulation restlos unterdrückt.

Weiterhin gilt der Rauschänderungsfaktor nur, wenn im Hf-Teil die Signalleistung die Leistung der Rauschquelle wesentlich übersteigt. Das ist eine Voraussetzung, die immer beim Qualitätsempfang, wie er im UKW-Betrieb vorgesehen ist, gegeben ist, verlangt man doch bereits als Minimalforderung für normalen Rundfunk einen Nf-Rauschleistungsabstand von 1:1000, für Qualitätsrundfunk von 1:10 000 bei mittlerem Hub (z. B. 10...15 kHz).

Wenn aber ein relativ schwaches Signal empfangen wird (z. B. um die Empfindlichkeit des Empfängers auszuprobieren), können die besonders günstigen Verhältnisse beim FM-Betrieb sich stark ändern, sie können sogar ungünstiger werden als beim AM-Empfang. Die angegebenen Überlegungen für die Störfrequenzmodulation treffen nämlich nur bei kleinen Störamplituden zu, dagegen nicht, wenn die Störmodulation in der Größe

des Signals ist. Es nimmt dann der Phasenhub der Störmodulation so stark zu, daß die Vorteile der Frequenzmodulation wieder aufgehoben werden, wie deutlich aus Bild 7 zu erkennen ist.

Das hat nichts damit zu tun, daß die dem Demodulator oder Gleichrichter zugeführten Spannungen vielleicht zu klein sind, so daß diese ihre Funktionen nicht mehr ordnungsgemäß durchführen können, sondern es soll immer vorausgesetzt sein, daß eine ausreichende Verstärkung des Rauschsignalgemisches vorausgegangen ist.

a) AM-Betrieb

Hinter dem Gleichrichter müssen wir dann feststellen, daß es doch nicht gleichgültig ist, ob der Empfänger im Hf-Teil breiter als ± 15 kHz gemacht wurde. Wie stark sich diese Hf-Bandverbreiterung bemerkbar macht, hängt von dem Hf-Rauschabstand ab. In Bild 7 ist der Rauschfaktor

im gleichen Sinne wie (11) zu verstehen — für AM-Betrieb aufgetragen, wobei als Parameter die Verbreiterung des Empfängereingangsbandes über die höchste zu übertragende Nf hinaus genommen ist. Man sieht, daß selbst bei 10facher Bandbreite (± 150 kHz) des AM-Empfängers die Rauschleistung nur um einen Faktor wenig mehr als 1 größer wird, als dem ± 15 -kHz-Band entspricht.

b) FM-Betrieb

Für große Hf-Rauschabstände sehen wir in Bild 7 die Rauschfaktoren je nach dem Modulationsindex des Senders als konstante Werte in entsprechender Höhe eingetragen. Bei kleineren Signalleistungen im Hf-Teil wird der Rauschverminderungsfaktor wesentlich anders als (11) und kann sogar den Faktor für AM übersteigen. Als weiterer Parameter ist auch wieder wie bei der AM-Kurve die Veränderung der Empfänger-Bandbreite eingesetzt. Die A-Kurven gelten für eine Bandbreite, die gerade den maximalen Frequenzhub des Senders durchläßt (für UKW mit $m = 5$ ist also die Bandbreite ± 75 kHz). Die B-Kurven gelten für eine 2fach größere Bandbreite, was etwa dem heutigen UKW-Empfänger entspricht. Auch hier bringt die Bandverbreiterung keine wesentlichen Änderungen des Rauschverminderungsfaktors.

Mit der Änderung des Rauschfaktors auf die Werte bei AM-Betrieb bei kleinen Signalleistungen ändert sich auch die Rauschverteilung über der Nf und wird schließlich ebenso gleichmäßig bei allen Niederfrequenzen wie bei der AM.

Die Werte, die Berechnungen Stumpers*) entnommen sind, gelten für rechteckigen Durchlaßbereich des Empfängers und für quadratische

Die Empfindlichkeit des FM-Empfängers

Gleichrichtung. Für die z.T. anders liegenden praktischen Verhältnisse ergeben sich jedoch nur Änderungen zweiter Ordnung, so daß durch die Kurven (Bild 7) das rauschmällige Verhalten des FM-Empfängers voll erfaßt ist (bis auf den Faktor, der durch die De-Emphasis noch hinzukommt und für große Signalleistungen zu 1/11 oben bestimmt wurde).

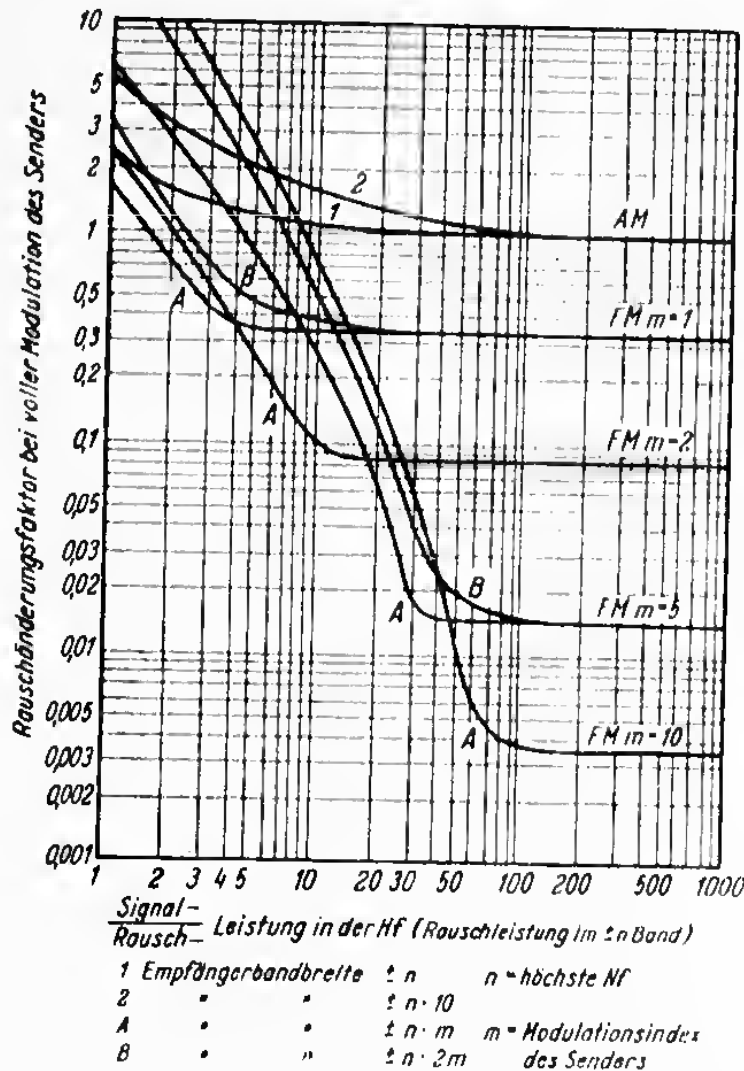


Bild 7. Rauschänderungsfaktor im Vergleich zwischen AM und FM

8. Die Empfindlichkeit des FM-Empfängers

Beim normalen AM-Empfänger ist es üblich, die Grenzemphfindlichkeit festzustellen, das ist die Signalleistung (oder Spannung), die gleich der Ersatzranchleistung (oder Spannung) des Gerätes in der Antenne ist, bei der also das Signal gerade im Rauschen verschwindet. Aus den Kurven

nach Bild 7 ist zu entnehmen, daß bei kleinen Eingangsspannungen die Rauschunterdrückung in der Modulation nicht mehr funktioniert und daß das Rauschen sogar stärker werden kann als beim AM-Empfänger. Dem Zweck des FM-Empfängers als Qualitäts-Übertragungsgerät läuft es demnach zuwider, das Rauschen durch die Grenzepfindlichkeit festlegen zu wollen. Wie man aus den Kurven A und B für FM $m = 5$ ersieht, ist man erst oberhalb eines Hf-Rauschabstandes von 1 : 30 bis 1 : 40 in dem Gebiet, wo das Gerät richtig arbeitet. Man sollte also bei der Festlegung des Rauschabstandes die Signalspannung stets größer als die sechsfache Hf-Rauschspannung machen. Bei diesem Hf-Rauschabstand von 1 : 36, bei dem der Rauschknick auftritt (Bild 7 Kurven für FM $m = 5$), müßte im Nf-Teil (bei voller Erfassung aller Frequenzen bis 15 kHz) ein Rauschabstand von

$$1 : 36 \cdot 3 \cdot 5^2 \cdot 11 = 1 : 29\,000$$

| | |
|-------------------------------|------------------|
| vorgegebener Hf-Ranschabstand | De-emphasis |
| | Modulationsindex |

oder spannungsmäßig von

$$1:6 \cdot \sqrt[3]{3 \cdot 5 \cdot 3,3} = 1:170$$

bestehen, wenn das Signal mit vollem $\pm 75\text{-kHz}$ -Hub moduliert ist. Hierbei ist vorausgesetzt, daß außer dem Hf-Teil keine andere Stelle im Gerät weitere Ranschbeiträge liefert, was wegen der praktischen Durchführung der Frequenz-Demodulation und Amplitudenmodulation-Unterdrückung nie ganz erreicht wird.

9. Zusammenfassung

Die andersartige Demodulation beim FM-Gerät bringt gegenüber dem AM-Empfänger im Nf-Teil Rauschverminderungen, die eine Funktion der Empfängerbandbreite, des Modulationsindex des Senders und des Hf-Rauschabstandes sind. Die aus verschiedenen Ursachen sich herleitenden Rauschänderungen werden durch einen Rauschänderungsfaktor erfaßt, der ein Äquivalent für die Rauschänderungen im Gerät darstellt, um den sich die Hf-Rauschleistung anscheinend geändert hat. Aus den Kurven Bild 7 läßt sich dieser äquivalente Rauschleistungsfaktor in Abhängigkeit von den verschiedenen, praktisch vorkommenden Parametern ablesen. Er ist nur für ideale Verhältnisse ausgerechnet, d. h. ohne die mit der Technik des Demodulierens zusammenhängenden zusätzlichen Rauschänderungen (siehe Ansatz über FM-Demodulatoren), die aber klein gehalten werden können. Die Praxis hat ergeben, daß das Rauschen durch die Unterdrückung in der Modulation beim FM-Empfang so gering ist, daß bei genügend großer Antennenspannung Unterschiede im Rauschpegel

Zusammenfassung

kaum festzustellen sind. So können sich viele Geräte behaupten, die — eines geringeren Preises wegen — die Rauschverminderungsmöglichkeiten des FM-Betriebes nicht voll ausnützen, in denen der Hf-Rauschabstand oder die Demodulation vom Idealbetrieb noch weit entfernt sind. Mit der Zunahme von Hörern, die ihr Gerät im Randgebiet eines Senders betreiben wollen, müssen jedoch die Forderungen nach möglichst rauscharmen FM-Geräten mehr als bisher erfüllt werden, um dem bei FM-Betrieb möglichen Ideal nahe zu kommen.

Literatur: Stumpers: „Theory of FM-Noise“, Proc. I. R. E. Sept. 48

Röhrenmeßtechnik

Brauchbarkeits- und Fehlerbestimmung an Radioröhren

Von **Helmut Schweitzer**

192 Seiten mit 119 Bildern und vielen Tabellen. Format A 5 (148 × 210 mm). 1950

Prels: kart. 12,— DM, Halbleinen 13,80 DM

Messungen in Radiogeräten sind in erster Linie Messungen an Röhren. Das Vertrautsein mit der Röhrentechnik und darüber hinaus mit den Messungen an Röhren ist für jeden Radiotechniker, gleichgültig, an welchem Platz er tätig ist, eine dringende Notwendigkeit. Die „Röhrenmeßtechnik“ ist eine groß angelegte praktische Darstellung des gesamten Röhren-Meßwesens, geschrieben mit dem Ziel, die Brauchbarkeits- und Fehlerbestimmung zu ermöglichen. Sie beginnt mit den Messungen an Faden und Katode unter besonderer Berücksichtigung der Katodenuntersuchung mit Hilfe der Anlaufströme, behandelt die Messung der Gleichströme und Gleichspannungen an den Röhrenelektroden, die Ermittlung der Röhren-Kenndaten und -Kennlinien, und wendet sich dann den eigentlichen Röhrenmeßgeräten zu. In allen Abschnitten werden die Meßschaltungen ausführlich besprochen, es werden zahlreiche praktische Beispiele ausgeführter Messungen behandelt, kurz, der Leser wird mit allen Fragen eingehend vertraut gemacht, die überhaupt bei Messungen an Röhren auftreten können.

Es ist dies das umfangreichste und gründlichste Buch, das in der deutschen Fachliteratur über die Röhrenmeßtechnik erschienen ist, eine wertvolle und willkommene Ergänzung der bekannten röhrentechnischen Standard-Werke. Das Buch ist vor allem für den Radiotechniker wichtig, der auf dem Wege über die Meßtechnik in die Funktionen der Röhren Einblick gewinnen will. Sein besonderer Wert liegt darin, daß es allgemeingültig gehalten ist, so daß seine Ausführungen auch auf alle neu erscheinenden Röhrenserien übertragen werden können.

Einige Fachurteile:

Das Buch mit dem Untertitel „Brauchbarkeits- und Fehlerbestimmung an Radioröhren“ ist eine zusammenfassende Darstellung des gesamten Röhrenmeßwesens und stellt eine wertvolle Ergänzung der vorhandenen Standardwerke der Röhrentechnik dar. Für jeden, der sich in praktischer Hinsicht mit Röhrenschaltungen beschäftigen muß und genötigt ist, die Verwendbarkeit und Fehlerbestimmung der Elektronenröhren meßtechnisch zu prüfen, kommt das Buch einem Bedürfnis entgegen.

Frequenz, 1951, Nr. 3

Ausführlich werden die einzelnen Messungen und die Meßschaltungen behandelt und an Beispielen erläutert. Die Veränderungen der Kennlinien bei bestimmten Röhrenfehlern werden aufgezeigt und erörtert. Hervorzuheben sind noch die Messung der praktischen Verstärkung sowie der Leistungsabgabe. Die Darstellung ist recht ansprechend und gibt in leicht verständlicher Weise Einblick in die Röhrenmeßtechnik.

Archiv der elektrischen Übertragung, 1951, Nr. 7

Die „Röhrenmeßtechnik“ ist eine groß angelegte praktische Darstellung des gesamten Röhren-Meßwesens, geschrieben mit dem Ziel, die Brauchbarkeits- und Fehlerbestimmung von Röhren zu ermöglichen. — Vielleicht das umfangreichste und gründlichste Buch, das in der deutschen Fachliteratur über die Röhrenmeßtechnik erschienen ist, eine wertvolle und willkommene Ergänzung der bekannten röhrentechnischen Standard-Werke.

Radio-Händler, 1951, Nr. 21

Ein erschöpfendes Buch für den Fachmann, der auch gewisse mathematische Grundkenntnisse besitzt.

Das DL-QTC, Zeitschrift für den Kurzwellen-Amateur, 1951, Nr. 4

Die gewählte Darstellungsform ist leicht verständlich und gibt dem Benutzer gleichzeitig einen Einblick in die Arbeitsweise der Elektronenröhren. Allgemeingültig gehalten, können die Ausführungen auf alle, auch auf neu erscheinende Röhrenserien übertragen werden. Die in dem Zusammenhang wichtigen Veröffentlichungen wurden in einem Verzeichnis zusammengefaßt. In seinem Umfang und in seiner Gründlichkeit stellt das Ganze eine wesentliche Ergänzung zu den bekannten röhrentechnischen Standardwerken dar.

Technische Mitteilung des NWDR, 1950, Nr. 12

Prüffeldmeßtechnik

Entwurf von Meßeinrichtungen für die Funkindustrie
304 Seiten mit 220 Bildern. Format A 5 (148×210 mm). 1947

Preis: kart. 16,80 DM

Wenn sich dieses aus zehnjähriger Industrieerfahrung heraus entstandene Buch auch bevorzugt an den in der Fabrikationspraxis stehenden Ingenieur wendet, so wird es doch von allen Radio-Ingenieuren und -Technikern mit Gewinn gelesen. Es ist kein Angehöriger des Radio-Fachgebietes denkbar, der nicht aus der Fülle praktischer Erfahrungen in diesem Buch für seine eigenen Aufgaben so viel herausnimmt, daß der Buchpreis zehnmal aufgewogen wird. Alle Meßverfahren, die Limann behandelt, passen in gleicher Weise für die Industrie und für das anspruchsvolle Labor, wie für die fortschrittliche Werkstatt in Handel und Handwerk. Noch immer ist dieses Buch das Vollständigste und Umfassendste, was über Meßgeräte für Einzelteil-, Baugruppen- und Empfänger-Prüfungen, für Abgleich und Fehlersuche geschrieben wurde. Und was das Wichtigste ist: Alle Geräte sind vom Verfasser entwickelt, gebaut, erprobt und im harten industriellen Gebrauch jahrelang verwendet worden; die Unterlagen dieser Entwicklung aber werden in dem Buch vermittelt. Stellenweise knapp in seiner Schreibart wie ein Labor-Tagebuch, steckt in ihm eine unvorstellbar große Fülle an Tatsachen und Material, nicht verschlüsselt und schwer verdaulich, sondern leicht zu lesen und in die Praxis umzusetzen. Mit wenigen Worten: Eines der besten Bücher, die wir besitzen.

Die Hauptabschnitte der „Prüffeldmeßtechnik“: I. Prüffeldmeßtechnik in der Empfängerfabrikation. II. Grundelemente von elektrischen Meßeinrichtungen (Stromversorgung; Schwingungserzeugung; Feinverstimmung und Frequenzbeeinflussung von Sendern; Hochfrequenzspannungsteiler; Röhrenvoltmeter und Anzeigergeräte; Verstärker; Gehäuse und Zubehör; Verschiedene Berechnungen und Hinweise). III. Geräte für Einzelteilprüfungen (Widerstands- und Kapazitätsmessungen; Prüfung von Drehkondensatoren, Spulen, Netztransformatoren, Drosseln und Tonfrequenzübertragern; Röhrenprüfungen; Lautsprecherprüfung; Wellenschalterprüfung). IV. Prüfeinrichtungen für Teilegruppen. V. Geräte für Abgleich, Endprüfung, Fehlersuche und Instandsetzung. VI. Abgleichverfahren im Prüffeld. VII. Prüfplätze und Prüfkabinen. VIII. Hilfeinrichtungen zur Prüffeldüberwachung.

So gleicht der Praktiker ab

Leitsätze für das Abgleichen von Rundfunkempfängern

48 Seiten mit 36 Bildern und zahlreichen Tabellen. Format A 5 (148×210 mm). 1950.

Preis: kart. 3,— DM

Über das Abgleichen wurde schon viel geschrieben, aber meist wurden daraus umständliche Erörterungen über die Gleichlaufberechnung beim Super, die der Praktiker gar nicht benötigt, denn er berechnet ja keine Geräte, sondern will sie prüfen und reparieren. Deshalb wird hier das für den Abgleich handwerklich Wichtige in präzisen, eindeutigen Leitsätzen gesagt. In einem zweiten Teil werden die Begründungen für diese Abgleichregeln gegeben. Auf theoretische Ausführungen wurde absichtlich verzichtet.

So ist ein Buch entstanden, wie es der Praktiker bei seiner täglichen Werkstatt-Arbeit wirklich gut gebrauchen kann. Daß es auf dem Kopenhagener Plan basiert und alle Fragen berücksichtigt, die sich aus der Erweiterung des Mittelwellenbereiches ergeben, ist selbstverständlich. Es ist das Abgleichbuch, das bald in jeder Werkstatt nicht einmal, sondern mehrfach, an jedem Arbeitsplatz, vorhanden sein wird, ein echter Limann noch dazu.

Einige Fachurteile:

Es werden kurze und prägnante Leitsätze für den Abgleich gebracht, wie sie der Praktiker wirklich braucht. — Herzerfrischend ist der Ton, mit dem sich der Verfasser gegen leider weit verbreitete Unarten ausspricht. Selbst der Fachmann, der schon jahrelang abgleicht, kann noch eine Menge dozulernen.

Technische Mitteilungen des NWDR, 1951, Nr. 8

Das vorliegende Bändchen ist wieder ein echter „Limann“: aus der Praxis für die Praxis geschrieben, bringt die Broschüre in der bekannten knappen Sprache, dafür aber unterstützt von 36 Bildern und vielen Tabellen, alles Wissenswerte über die praktische Abgleicharbeit.

Elektro-Anzeiger, 1951, Nr. 9